Valkó Iván Péter

MIKROHULLÁMÚ erősítőcsövek

MŰSZAKI KÖNYVKIADÓ

VALKÓ IVÁN PÉTER

MIKROHULLÁMÚ ERŐSÍTŐCSÖVEK

MŰSZAKI KÖNYVKIADÓ, BUDAPEST

1955

A kiadványt ellenőrizte:
PALÓCZ ISTVÁN
egyetemi docens

ETO 621.385.1.029.6:621.396.615.14

Felelős kiadó: Solt Sándor

Felelős szerkesztő:	Papíralak: A/0	Azonossági szám: 1495/34
Magyari Béla	Ívterjedelem: $10^1/_2$ (A/5)	Megrendelve: 1955. II. 4.
Műszaki szerkesztő:	Ábrák száma: 60	Imprimálva: 1955. IV. 7.
Hegedüs Ernő	Példányszám: 1600	Megjelent: 1955. IV. 20.

Ez a könyv az MNOSZ 5601-54 és 5602-50 szabványok szerint készült.

6852. Franklin-nyomda Budapest, VIII., Szentkirályi utca 28.
Felelős: Vértes Ferenc

ELŐSZÓ

A két világháború közötti időszakban szemtanúi voltunk a klasszikus elektroncső kialakulásának. Láttuk, hogy miképpen elemezték fizikusok, kémikusok, mérnökök a különböző elektroncsöves berendezések hiányosságait, állítottak fel mindig újabb igényeket az elektroncsövekkel szemben és hogyan találták meg a különböző vállalatok kutatói a felvetett igényekre a megoldásokat. Kifejlesztésre kerültek a különböző katódfajták, a hálózatról táplálható közvetett fűtésű katód, a tetródák, pentódák, keverőcsövek, s mindez láthatólag olyan céltudatossággal, amelyre a műszaki tudományok történetében kevés példát lehet találni. A fejlődés a háborút közvetlenül megelőző években lassúbbá vált, ezekben az években a csöveket már nem funkcionálisan, hanem technológiában fejlesztették és sokan már úgy vélték, az elektroncső is elérkezett a stabilitásnak abba az állapotába, mint az izzólámpa.

A II. világháború hatalmasan rácáfolt erre a felfogásra. Bebizonyosodott, hogy az elektroncső előtt még addig el nem képzelhető fejlődési lehetőségek vannak és még nagyobbak a lehetőségek a felhasználás szempontjából. A két háború között az elektroncsöveket majdnem kizárólag a rádió adó- és vevőberendezésekben használták. A fejlődés során mint új alkalmazási területek jelentkeztek a televízió, a vezetéknélküli sokcsatornás telefónia, a rádiólokáció, a különböző távvezérlő berendezések, az elektronikus számoló- és emlékezőgépek stb.

Általánosságban exakt feladatokat ellátó műszerekről és szabályozó berendezésekről van szó. A kifejlesztett készülékek jelentős része mikrohullámokon dolgozik s így a mikrohullámú energiák előállítása és erősítése különösen nagy fontosságú.

Az új alkalmazási területek új, a klasszikus csövekétől eltérő elven működő elektroncsöveket kívántak meg. A klasszikus elektroncsövek mikrohullámokon vagy egyáltalán nem, vagy rosszul működnek. Mikrohullámra csak nagy nehézségek és költségek árán tehetők alkalmassá, az egyes esetekben szükséges nagy energiák még így sem állíthatók elő. Új típusú, új elven működő csövek kerültek kifejlesztésre; a könyv ezekkel az elektroncsövekkel foglalkozik.

A könyv anyagának felépítése jónak és újszerűnek mondható. Az első fejezet a tértöltésvezérléssel foglalkozik, tehát a klasszikus csövek működési mechanizmusát tárgyalja. Rávilágít a felhasználási lehetőségek határára és a második fejezetben foglalkozik mint új vezérlési elvvel a sebességmodulálással. Két további fejezet tárgyalja a sebességmodulációval működő első csöveket, a klisztronokat, majd hat fejezet foglalkozik a legújszerűbb, lényegében a háború befejezése után kifejlesztett haladóhullámú csövekkel. Ezek a csövek nagyon fontos, korszerű híradástechnikai berendezések alkotóelemei. A kép teljessé tétele céljából a szerző egy fejezetben áttekintést nyujt a mikrohullámú oszcillátorokról és az utolsó fejezetben néhány csőtechnológiai kérdésre is kitér.

A könyv az első magyar munka, amely a mikrohullámú csövekkel átfogóan foglalkozik. A szerző az irodalmi anyagot a legújabb időkig gondosan összegyüjtötte és beépítette, és ez a könyv nagy érdemének tudható be. A klisztronokra és méginkább a haladóhullámú csövekre vonatkozó anyag így összegyűjtve és egy logikus gondolatmenetbe szervesen beépítve jelenleg még külföldi könyvekben sem található meg. Valkó könyve ezért nagymértékben meg fogja könnyíteni a mikrohullámú csövekkel foglalkozó magyar kutatók munkáját.

A fejlődés általános jellemzője az egész híradástechnikában és különösen a csőtechnikában, hogy az egyszerű empiria már nem elegendő a továbbjuláshoz. Szükséges, hogy a villamosságtan, a fizika, a kémia jelenségeinek elméleti ismerete együtt járjon a megfelelő technológiai ismeretekkel. Sajnos, a fizikus nem mindig érti meg jól a mérnököt és fordítva. Ebben a könyvben a szerző összeegyezteti a mérnök és fizikus szempontjait és szerencsésen

megtalálja a mindkettő számára érthető nyelvet. Ez a tény jelenti a könyv egyik legnagyobb értékét, mert előadásmódja tiszta és világos, mindenki számára jól érthető, a fizikai tartalom nem vész el a matematikai formalizmus mögött.

A mérnök és fizikus szempontjainak összeegyeztetése a szerzőnek azért sikerült, mert ő maga mérnök és fizikus egyidejűleg. Több éven keresztül végzett kutatómunkát mikrohullámú csövekkel kapcsolatban. Előadásmódjának élénksége, világos volta is arra vezethető vissza, hogy az egyes problémákkal és nehézségekkel nem papíron, hanem a kutatás folyamán találkozott. Könyve mindezek folytán értékes darabja lesz a magyar híradástechnikai irodalomnak.

A híradástechnika tudománya fokozatosan átalakítja az ember világának egész képét, egész habitusát. A fejlődés üteme egyre gyorsabb lesz. Magyarország a híradástechnikai iparban, annak hazai múltjánál fogva, valamint nyersanyaghelyzete miatt is erősen érdekelt. A híradástechnikai iparon belül a mikrohullámú berendezések gyártása és kutatása mind nagyobb fontosságúvá válik, az e berendezésekhez szükséges elektroncsövek fejlesztése az egész világon most van folyamatban. Kifejezést adok reményemnek, hogy Valkó Iván Péter könyve a magyar kutatás eredményességéhez jelentős mértékben hozzá fog járulni.

Winter Ernő
a Magy. Tud. Akadémia lev. tagja

BEVEZETÉS

A mikrohullámok alkalmazása valóságos forradalmat keltett az elektroncsövek területén. A második világháború alatt megindult lázas kutatás új elektroncsőtípusok kidolgozásához vezetett, amelyek elvben, működésben, kivitelben gyökeresen eltértek mindattól, amit az elektroncsövek technikája azelőtt termelt. Az azóta eltelt évtizedben sem csökkent semmit a fejlődés iránya. A világ nagy ipari nemzetei hatalmas kutató intézményekben foglalkoznak a mikrohullámok elektronikájával és a gyors haladás jeléül sűrűn jelennek meg a tudományos közlemények.

A negyvenes évek elején elért fejlődés leszűrt eredményei ma már nemcsak idegen nyelven, hanem magyarul is rendelkezésre állnak. Különösen jól ismert a lokátorokban alkalmazott kétféle mikrohullámú oszcillátorcső, a magnetron és a reflex-klisztron [1]*. Másképp áll a dolog a legutóbbi évtized elméleti és gyakorlati eredményeivel, amelyek főleg az elektromágneses hullámok és az elektronok kölcsönhatásának tanulmányozásán alapulnak. Összefoglaló munka ezekről sem a hazai, sem a külföldi irodalomban nem jelent meg. Ez tette időszerűvé e tanulmány megjelenését, amelynek célja az, hogy a kutató fizikusok, mérnökök és technikusok részére tájékoztatást nyújtson a mikrohullámú elektronika újabb eredményeiről.

Ez a célkitűzés magyarázza, hogy miért rekesztettük ki már könyvünk címében az oszcillátorcsövek tárgykörét. Tanulmányunk súlypontja a haladóhullámú csövek tárgyalása, mivel ezek állnak ma a kutatás középpontjában. Természetes és logikus előkészítést ad ehhez a sebességmodulációs erősítők — többüreges klisztronok — ismertetése. Mikrohullámú erősítésre használják a síktárcsás triódákat is, amelyek csupán felépítésben különböznek a megszokott hosszabb hullámú elektroncsövektől, de elvi működésük hasonló. Az utóbbi körülmény miatt csak röviden foglalkozunk velük.

Az erősítőcsövek ismertetése során ki kell térnünk azokra a különbségekre is, amelyek őket az oszcillátorcsövektől elválasztják. Ezzel kapcsolatban az összehasonlítás kedvéért az oszcillátorcsövek elvi alapjait is ismertetjük anélkül, hogy a részletekbe behatolnánk.

A tanulmányban végig a fizikai folyamatok és az összefüggések megértetésére fektettük a súlyt. Azokban a fejezetekben, amelyeknek tárgyáról más, könnyen hozzáférhető helyen részletes számításokat lehet fellelni, nem is mentünk tovább. Ahol viszont új anyagot tárgyalunk, amely további magyar szakirodalommal nem egészíthető ki, ott nem riadunk vissza a terjedelmesebb matematikai levezetésektől sem. A szakirodalomtól sok helyütt eltérve, igyekeztünk ezeknek áttekinthető egyszerűsített alakot adni.

A munkában következetesen a racionalizált MKS (méter — kilogramm — másodperc) mértékrendszert használjuk.

* A szögletes zárójelbe tett számok az irodalomjegyzékre utalnak.

A KÖNYVBEN HASZNÁLT JELÖLÉSEK

a) Latin betűk

a spirál sugara (VI. fejezet)
a elektronnyaláb sugara
A erősítés
A fázismodulációs állandó (IX. fejezet)
$\boldsymbol{B}$ mágneses indukció
c elektromágneses hullámok terjedési sebessége a szabad térben
$C = \sqrt[3]{\frac{I}{4U_0}}\, r$ — erősítési paraméter a haladóhullámú csőnél
$\bar{C}$ kapacitás/hosszegység (tápvonalaknál)
d elektródák közötti távolság
d ismétlődési szakasz üreglánc jellegű tápvonalaknál
d üreg és reflektor közötti távolság a reflexklisztronban
e 2,718 . . . a természetes logaritmus alapja
e elektron elemi töltése ($e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ As)
$\boldsymbol{E}$ villamos térerősség
$\boldsymbol{E}_i$ áramingadozásból eredő térerősséghullám
$\boldsymbol{E}_v$ sebesség ingadozásból eredő térerősséghullám
$\boldsymbol{E}_1$ $\boldsymbol{E}_2$, $\boldsymbol{E}_3$ térerősséghullámok a haladóhullámú csőben
f frekvencia
f elektronoptikai gyújtótávolság (VII. fejezet)
F zajgyengítési tényező
G veszteségi admittancia
G_1 bemenő-admittancia
G_k kimenőüreg admittanciája
G_t terhelés admittanciája
$\boldsymbol{H}$ mágneses térerősség
i áramsűrűség
I áram általában
$\hat{I}$ áramamplitudó
I_0 egyenáram
I_1 az áram első harmonikusának amplitudója a klisztronban (II—IV. fejezet)
$I_0(x)$, $I_1(x)$ . . . modifikált elsőfajú Bessel-függvények
$J_0(x)$, $J_1(x)$ . . . elsőfajú Bessel-függvények
$k = \frac{\Theta_2 m U_1}{U_0}$ csomósítási tényező (II. fejezet)
k Boltzmann-féle állandó ($k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Ws/fok)
$k = \frac{\omega}{c}$ terjedési állandó a szabad térben (VI. fejezet)

l spirál hossza tengelyirányban (VI. fejezet)
l_2 hullámok úthossza a haladóhullámú csőben (XI. fejezet)
l_1 hullámok úthossza a csövön kívül (XI. fejezet)
L spiralizált vezeték teljes hossza (VI. fejezet)
T önindukció/hosszegység (tápvonalnál)
m elektron tömege ($m = 9{,}1 \cdot 10^{-31}$ kg)
$m = \frac{\sin \Theta/2}{\Theta/2}$ modulációs tényező (II. fejezet)
m spirál menetemelkedése (VI. fejezet)
n üregek száma egy üreglánc teljes hosszában
N hullámhosszak száma az elektronpálya mentén
N elektronok száma (VIII. fejezet)
P teljesítmény
P Poynting—Umov-vektor (VI. fejezet)
P_1 bemenőteljesítmény
P_2 kimenőteljesítmény
P_z zajteljesítmény
Q jósági tényező
r tengelytől mért távolság hengeres koordináta-rendszerben
r (a VI. fejezetben r_h) hullámellenállás
r_k körtárcsa vagy hengeralakú katód sugara
r_a környílású vagy hengeralakú anód sugara
R veszteségi ellenállás
S meredekség
t idő
$T = \frac{1}{f}$ periódus-idő (XI. fejezet)
T abszolút hőmérséklet
T_k katód abszolút hőmérséklete
U feszültség
U_a anódfeszültség
U_g rácsfeszültség
$\hat{U}$ feszültség-amplitudó
U_0 gyorsítófeszültség
U_k kimenőfeszültség
U_R reflektor-feszültség a reflex-klisztronban
U_1, U_2, U_3 feszültség a klisztron első, második, illetve harmadik üregében
U_2 legnagyobb pozitív feszültség a magnetron-erősítőben
v sebesség
v_0 elektronok egyenletes sebessége (közelítően egyezik a hullámterjedési sebességgel a lassító tápvonalon)
v_1, v_2 plazmahullámok terjedési sebessége
v_2 elektronok egyenletes sebessége a hátráló-hullámú csőben
V veszteség
W energia
z tengelyirányú koordináta
ZT zajtényező

b) Görög betűk

α spirálmenet hajlásszöge (VI. fejezet)
α csillapítási állandó
β csillapításmentes terjedési (fázis-) állandó

$\Gamma = j\alpha + \beta$ komplex terjedési állandó

$\gamma = \sqrt{\beta^2 - k^2}$ sugárirányú terjedési állandó a spirálban

δ bőr- (skin-) mélység (II. fejezet)

δi áramingadozás Fourier-összetevője Δf frekvenciasávban

δv sebességingadozás Fourier-összetevője Δf frekvenciasávban

δi_1 ingadozás egy gyorsító-szakasz elején

δi_2 ingadozás egy gyorsító-szakasz végén

$\delta i'$, $\delta i''$ egyidejűleg fellépő ingadozások

ε_r viszonylagos dielektromos tényező

ε_0 vákuum dielektromos tényezője ($\varepsilon_0 = 8{,}86 \cdot 10^{-12}$ As/Vm)

η hatásfok

$\eta = \frac{e}{m} = 1{,}76 \cdot 10^{11}$ As/kg (V. fejezet)

$\Theta = \frac{\omega z}{v}$ fázisváltozás az elektronnak z távolságra való haladása alatt (repülési szög)

Θ_2 a klisztron két ürege közötti áthaladáshoz tartozó repülési szög

$\lambda = \frac{c}{f}$ hullámhossz a szabad térben

$\lambda_g = \frac{v}{f}$ hullámhossz az elektronnyalábban

μ erősítési tényező (I. fejezet)

μ_r viszonylagos permeabilitás

μ_0 vákuum permeabilitása ($\mu_0 = 1{,}256 \cdot 10^{-6}$ Vs/Am)

Π Hertz-féle vektor (Π_v, Π_m)

ϱ tértöltéssűrűség

ϱ_0 egyenáramú tértöltéssűrűség

τ elektron oda-visszarepülési ideje a reflex klisztronban

φ fáziseltérés két rezgés között

Φ szögkoordináta hengeres koordinátarendszerben

ω körfrekvencia

Ω plazmafrekvencia végtelen méretű nyalábban

Ω_1 plazmafrekvencia véges méretű nyalábban

ELSŐ FEJEZET

A TÉRTÖLTÉSES VEZÉRLÉS

1.1. Áttekintés

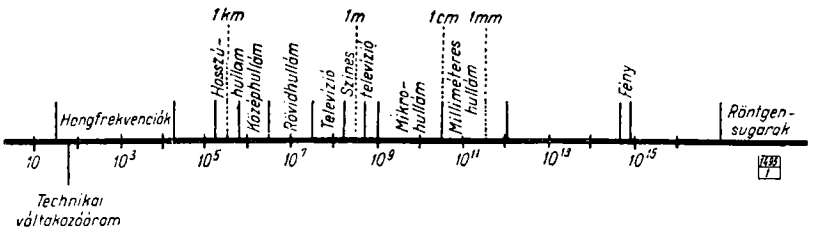
a) Az elektromágneses hullámok végtelen frekvenciaspektrumában évről évre szélesedik az a sáv, amelyet a híradástechnika gyakorlatilag felhasznál. A dróttalan távírás eredetileg többezerméteres hullámhosszakon működött. A huszas évek elején az elektroncsövek gyors fejlődése tette lehetővé a száz és ezer méter közé eső sáv kihasználását, amely együttjárt a rádió páratlan fellendülésével. A rövidebb hullámok tartományát ebben az időben még az amatőröknek engedték át. Később már ismeretessé vált, hogy ezeken a hullámhosszakon csekély energiával lehetséges óriási távolságok áthidalása. Az elektroncsövek felépítésében azonban bizonyos változásokat kellett végrehajtani ahhoz, hogy biztosítani lehessen működésüket rövidhullámon. Csak ennek megtörténte után, 1930 óta került általános felhasználásra az ötven és tizenöt méter közötti rövidhullámú sáv. A fejlődést gyorsította az, hogy az adóállomások száma állandóan gyarapodott és — egy-egy adóra 9000 Hz sávszélességet számítva — szűk lett számukra a középhullámok sávja.

A harmincas évek végén a televízió és a frekvenciamodulált adás újabb igényekkel lépett fel. A szükséges, többmillió Hz sávszélesség biztosítására a tíz méternél rövidebb — ultrarövid — hullámokat kellett felhasználni. Súlyos hátránya ennek a sávnak az, hogy a hullámterjedés már csaknem az optika törvényei szerint megy végbe. A hullámokat tehát jóformán csak olyan körzetben lehet venni, amelyből az adóantenna látható. Ez általában 40—50 kilométerben szabja meg az adás hatótávolságát. Az egy és tíz méter közötti sávot ennek ellenére is hamarosan birtokba vette a technika, mihelyt az elektroncsövek kivitelének újabb módosítása (a repülési idők,

belső induktivitások és kapacitások csökkentésével) megteremtette a kellő előfeltételeket.

b) A második világháború a rádiólokáció technikáját fejlesztette ki. Csakhamar kitűnt, hogy a rádióhullámok visszaverődésén alapuló helymeghatározás részére a méternél rövidebb hullámok a legalkalmasabbak, mert keskeny nyalábban jól irányíthatók. A negyvenes évek elején sokat kísérleteztek különleges felépítésű elektroncsövekkel a deciméteres tartományban, kiderült azonban, hogy az előnyök még fokozódnak a hullámhossz további rövidítésével. A magnetronnak, ennek az új elven működő oszcillátorcsőnek feltalálása és elterjedése után a rádiólokáció a 30 cm és 3 cm közötti hullámokra tolódott el. Ezt nevezzük a mikrohullámok sávjának.

A három centiméternél rövidebb hullámok technikai jelentő-



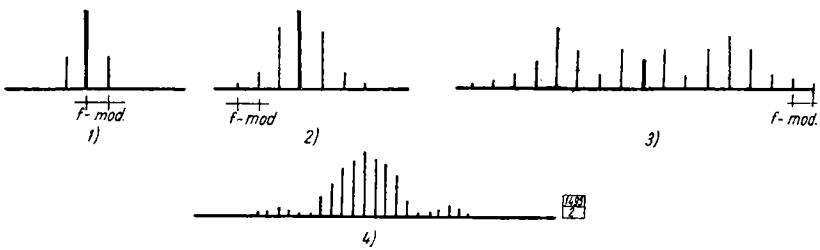
1. ábra. Az elektromágneses hullámok frekvenciaspektruma

sége egyelőre korlátozott. Mai ismereteink szerint ezeket a hullámokat az atmoszféra igen nagy mértékben elnyeli. Ez a távolsággal exponenciális arányban növekvő veszteséget okoz a jelben. Rövid távolságok áthidalásánál azonban előnyei is lehetnek az egészen rövid hullámoknak, mert igen kis méretű antennarendszerekkel nagyon élesen lehet őket irányítani. A milliméteres hullámok technikája ma még nincsen feltárva.

Ugyanaz a tulajdonság, amely a mikrohullámokat alkalmassá teszi a rádiólokáció céljára, egyúttal óriási előnyt jelent a szorosabban vett híradástechnikában is. Itt elsősorban a nagytávolságú összeköttetésekre gondolunk, akár telefonbeszélgetések, akár televíziós frekvenciamodulációs műsor nagytávolságú továbbítása a céljuk. Ellentétben a hírszórással, ahol a cél minél szélesebb terület besugárzása, itt az az előnyös, ha az energia keskeny nyalábban marad. Csak a mikrohullámok fókuszálhatók elég jól ahhoz, hogy felhasználásuk gazdaságosabbá tegye a dróttalan összeköttetést, mint a kábelt. A legutóbbi

években a nagytávolságú összeköttetés lett a mikrohullámok felhasználásának egyik legjelentősebb területe.

A rövid hullámhosszak és rendkívül szapora frekvenciák felhasználása még egy előnyt biztosított: lehetővé tette a korszerű modulációs eljárások akadálytalan alkalmazását is. Ezek lényegesen nagyobb sávszélességet vesznek igénybe, mint az egyszerű amplitudómoduláció, egyidejűleg azonban lényegesen jobb jel/zaj viszonyt biztosítanak, vagy esetleg azonos jel/zaj viszony mellett kisebb adóteljesítményt használnak fel. A frekvenciamoduláció mellett az utóbbi időben különösen az impulzusmoduláció különböző fajtái terjedtek el, pl. az impulzus-code-moduláció, a delta-moduláció stb.



2. ábra. Modulációs spektrumok:
1 amplitudómoduláció; *2* frekvenciamoduláció kis löket esetén; *3* frekvenciamoduláció nagyobb löket esetén; *4* impulzusmoduláció

A sávszélességre jellemző példa az, hogy televíziós program frekvenciamodulációs továbbítására legalább 40 Mc/s széles frekvenciasáv átvitele szükséges.

A nagytávolságú mikrohullámú összeköttetésekben a jel közbeiktatott erősítők láncán halad keresztül. Ezeknek az erősítőknek egymástól való távolságát a fentebb elmondottak szerint az optikai láthatóság lehetősége szabja meg. A földrajzi viszonyoknak megfelelően ez 30—50 km között változik. Céltalan tehát az adóteljesítmény növelése bizonyos határon túl. Ez a határ a felhasznált rendszer tulajdonságaitól függ, de általában nem több néhány W-nál.

A mikrohullámú technika új feljődése nem elégedhetett meg a régebben kifejlesztett oszcillátorcsövekkel. Meg kellett oldani a mikrohullámú erősítés problémáját is, mert a lokátorberendezésekben alkalmazott kényszermegoldás (kristálydiódás keverés és középfrekvenciás erősítés a vétel oldalán; öngerjesztett oszcillátor-végfokozat az adás oldalán) nem minden

szempontból felel meg. Ezért új lendületet vett a mikrohullámú erősítőcsövek fejlődése, amely előzőleg sok éven át alig lépte túl a laboratóriumok falait.

1.2. A klasszikus elektroncsövek működése

Mielőtt ezeket a különleges elven működő csöveket tárgyaljuk, meg kell ismerni azokat az okokat, amelyek akadályozzák a régi típusú elektroncsövek működését igen szapora frekvenciákon. Ezért először néhány szóban összefoglaljuk a «klasszikus», vagyis tértöltéses vezérlésű csövek működésének jól ismert alapjait.

Elvileg az elektroncső nem egyéb, mint változtatható áramköri ellenállás, azzal a különleges tulajdonsággal, hogy a változtatás bizonyos körülmények között teljesítményfogyasztás és időveszteség nélkül történhet. Ennek a vezérlésnek a lehetőségét az biztosítja, hogy az elektroncső áramát döntő mértékben az az elektrosztatikus tér befolyásolja, amely a katód közvetlen közelében található. A katód közelében elhelyezett vezérlőrács feszültsége tehát lényegesen többet számít, mint az anódé. Így pl. a trióda áramát az

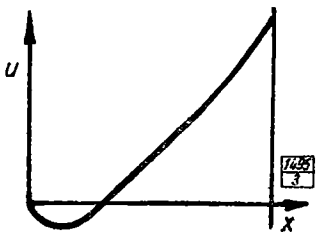
$$I_a = K\left(U_g + \frac{U_a}{\mu}\right)^{3/2} \tag{1.1}$$

egyenlet írja le, ha feltételezzük, hogy a rács állandóan negatív. (Áram akkor folyik, ha $U_a > -\mu U_g$). Itt U_a az anód-, U_g a rácsfeszültséget jelenti, μ az erősítési tényező, K állandó. Abban az esetben, ha a rácsnak olyan váltakozófeszültséget adunk, amely az egyenfeszültségnél lényegesen kisebb, az (1.1) egyenlet sorbafejtésében első közelítésben elhanyagolhatók a magasabbrendű tagok és megkapjuk a jól ismert szabályt, amely szerint az anódáram váltakozóáramú összetevője arányos a rács váltakozó feszültségével.

Ennek a működésnek alapja a tértöltés jelensége. Ha a cső belsejében a potenciáltér eloszlását maguknak az elektronoknak jelenléte nem befolyásolná, akkor a katódot körülvevő pozitív tér esetében minden elektron, amely a katódot elhagyja, a rácsra vagy anódra jutna. Ez a telítés esete, amelynél az áram nagysága teljesen független az anód és a rács feszültségétől. Kis értékű negatív potenciál esetében viszont nem szűnik meg teljesen az áram, mert az elektronok a katódot némi kezdősebességgel hagyják el. A sebesség értéke és iránya

statisztikus véletlen eloszlású a különböző elektronoknál. Minél nagyobb a negatív potenciálú tér fékező hatása, annál kevesebb elektron tud áthaladni rajta. 1 V-nál nagyobb negatív feszültség esetében már csaknem minden elektron kénytelen visszafordulni a katód felé.

Az elektroncsövek normális működésénél a katódot körülvevő teret az anód és rács együttes hatása általában pozitívvá tenné. A katódból kilépő nagyszámú elektron jelenléte azonban megváltoztatja ezt a teret. A katód közelében az elektronok sebessége kicsi, ezért ott sűrű elektronfelhő keletkezik, míg a katódtól távolabb a tér nagyobb potenciálú részében sebességük olyan nagy, hogy a tértöltéssűrűség kicsiny és az elektronok jelenléte a potenciáleloszlást nem zavarja meg.



3. ábra. A potenciáltér eloszlása diódában tértöltés esetén

A katód közelében lebegő tértöltésfelhő önmagában természetesen negatív potenciálú teret hozna létre. Jelen van azonban az elektródafeszültségekből származó eredeti tér is. Az elektródafeszültségek és a tértöltés együttes hatására végül is a 3. ábrán látható potenciáleloszlás alakul ki. Eszerint a katód közvetlen közelében a potenciál egészen kevéssé negatív a katódhoz képest. A kibocsátott elektronok ebben a térben lelassulnak és legnagyobb részük visszafordul. A legnagyobb kezdősebességű elektronok azonban át tudnak haladni a fékező mezőn és utána elérik azt a szakaszt, ahol már folytonosan növekvő pozitív potenciálon áthaladva gyorsulnak az anód felé.

A tértöltés tehát lényegileg ellensúlyozza a vezérlőfeszültség vonzó hatását. Ha az $(U_g + U_a/\mu)$ vezérlőfeszültséget megkétszerezzük, a tértöltésnek is kétszerakkorára kell emelkednie. Mivel a tértöltést főleg a továbbhaladó elektronok tartják fenn, tehát ezek számának meg kell kétszereződnie. (A visszaforduló elektronok legnagyobb része olyan minimális utat tesz meg, hogy jelenlétük alig befolyásolja a teret.) Ez azonban még nem lenne elég, mert a kétszeres feszültség folytán (ha a kezdősebességtől itt eltekintünk) az elektronok sebessége $\sqrt{2}$-szeresére nő, a tértöltés biztosítására tehát másodpercenként $2\sqrt{2} = 2^{3/2}$-szer több elektronnak kell továbbhaladnia, mint az előbbi esetben. A vezérlőfeszültség változásának hatására tehát igen

kis mértékben megváltozik a potenciálminimum értéke: éppen annyival lesz kisebb a negatív fékező potenciál, hogy most megfelelően nagyobb számú elektron törjön át rajta, mint előbb.

Nézzük meg azt is egy pillanatra, hogyan nyerünk egy elektroncsőből váltakozóáramú teljesítményt. Az elektronok mozgási energiája lényegileg az anódfeszültség-forrásból származik. Ha nincs váltakozóáramú vezérlés, az összes elektronok által felvett I_0U_0 teljesítmény hővé változik, amikor az elektronok az anódba ütköznek. Más a helyzet, ha az anódáramnak van váltakozóáramú összetevője és az anódkörben van terhelő ellenállás. Ez utóbbi lehet ohmos ellenállás, transzformátoron keresztül csatolt terhelés, vagy nagyfrekvenciás rezgőkör. Mindegyik esetben váltakozófeszültség lép fel a rajta átfolyó I váltakozóáram folytán és így a tényleges anódfeszültség $U_0 - IR$ lesz. Így most a legnagyobb pillanatnyi áramértéknek a legkisebb pillanatnyi feszültségérték felel meg és megfordítva. Az elektronok többsége tehát az állandó U_0 feszültségnél kisebb feszültséggel gyorsul és csak kevesebb elektron nyer a másik félperiódusban nagyobb gyorsulást. Ebből következik, hogy az a teljesítmény, amely az elektronok időegység alatt felvett mozgási energiájának felel meg, most kevesebb, mint előbb:

$$I_0U_0 - I^2R.$$

Mivel az anódfeszültségforrás változatlanul I_0U_0 teljesítményt szolgáltat, a különbségnek valahol jelentkeznie kell. Ez nem más, mint az a váltakozóáramú teljesítmény, amelyet az R terhelés vesz fel.

Az elektroncső tehát tulajdonképpen villamos teljesítményátalakító.

1.3. Zavaró jelenségek nagyobb frekvencián

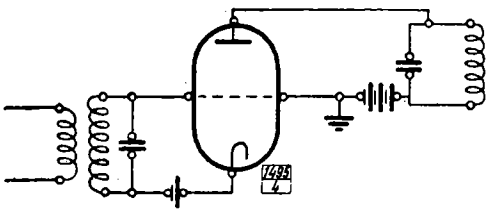
Az elektroncsövek működésének ez az egyszerű leírása azonban csak akkor felel meg a valóságnak, ha a villamos feszültségek változása lassan megy végbe az elektronok repülési idejéhez képest, az elektroncsövek szokásos szerkezete pedig olyan elemeket tartalmaz, amelyek már kevésbé nagy frekvenciáknál is gátolják a vezérlés folyamatát.

Az első zavaró jelenség az, hogy a cső külső érintkezőit az elektródákkal összekötő vezetékek induktivitása elég nagy lehet ahhoz, hogy rezonanciakört képezzen az elektródakapacitásokkal. Ilyen esetben természetesen a rács és katód között

fellépő feszültség egészen más értékű lehet, mint a külső érintkezők közé helyezett feszültség.

A vezetékek induktivitása emellett káros csatolásokat idéz elő. A katód kivezetése mind a bemenő-, mind a kimenőkörben részt vesz, tehát minden földelés ellenére csatolja a két kört. A vezetékek induktivitásának következtében nagy mértékben nő a csövek bemenőkörének csillapítása is, a vezérlés tehát nagyfrekvencián már jelentős teljesítményt fogyaszt.

Ezeken a hibákon úgy igyekeznek segíteni, hogy csökkentik a cső méreteit, rövidítik a belső vezetékeket és egy helyett több katódkivezetést alkalmaznak [2]. Ilyen módon többszáz Mc/s-ig lehet kiterjeszteni a csövek működését.



4. ábra. Földeltrácsú kapcsolás

További fejlődés akkor következett be, amikor a most kifejtett elvek logikus továbbfejlesztésével áttértek a tárcsás felépítésre (világítótorony-csövek). Itt az elektródakivezetések nagy felületű tárcsák vagy hengeralakú vezetők, amelyek áthaladnak a cső buráján. A nagy felület folytán a veszteségek és impedanciák csekélyek; a csövet közvetlenül lehet csatlakoztatni hangolt vezetékből vagy üregrezonátorból álló rezgőkörökhöz, sőt a cső maga válik a rezgőkör kiegészítő részévé. Az elektroncső szokásos hengerszimmetrikus felépítésével szemben ezeknél a csöveknél a katód, a rács és az anód párhuzamos sík felületeket alkot. A csöveket többnyire olyan kapcsolásban használják, amelyekben az egyik kör a katód és a rács, a másik pedig a rács és az anód között van elhelyezve, és a rács földpotenciálon van. Ez biztosítja a bemenő- és kimenőkör különválasztását.

Hangsúlyozni kell azonban azt, hogy a régitől eltérő felépítés mellett a tárcsás csövek is a tértöltésvezérlés elvén működő «klasszikus» csövek osztályába tartoznak: a vezérlőfeszültség értéke itt is a katódról anódra érkező elektronok számát befolyásolja. Éppen ezért ezeknek a csöveknek a működésében is zavarok lépnek fel, ha az elektronok repülési ideje nem tekinthető rövidnek az elektromágneses tér változásaihoz képest.

Hogy ezeket a határokat pontosabban lássuk, az elektronok mozgásának alapvető törvényeiből kell kiindulni.

Az elektrosztatikus térben az elektronokra ható erő

$$F = e\,E, \tag{1.2}$$

ahol $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ coulomb, E a villamos térerő.

Ha az elektron 0 potenciálú helyről zérus sebességgel kiindulva U potenciálú helyre érkezik, mozgási energiája

$$\frac{1}{2} m v^2 = e\,U, \tag{1.3}$$

ahol $m = 9{,}1 \cdot 10^{-31}$ kg,
tehát sebessége

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \sqrt{U} = 5{,}95 \cdot 10^5 \cdot \sqrt{U} \text{ m/s} \tag{1.4}$$

lesz (U V-okban helyettesítendő).

Sík elektródák esetén $E = U/d$, és így az erő állandó, az elektron pedig egyenletesen gyorsul. A repülési idő a szabadesés egyenleteivel analógiában

$$t^2 = \frac{2\,dm}{F}\text{-ből:}$$

$$t = \sqrt{\frac{2m}{e}} \frac{d}{\sqrt{U}}. \tag{1.5}$$

Hengeres szerkezet esetében nagyságrendben ugyanakkora a repülés ideje, de a pontos érték valamivel kisebb. A szokásos vevőcsövek méreteinél az eltérés 20—30%-nál nem több.

Tértöltés jelenlétében a repülési idő meghosszabbodik, síkelektródás szerkezetnél ez a meghosszabbodás kb. 50%-ot tesz ki.

Anélkül, hogy a kérdést részletesen taglalnánk, rámutatunk arra, hogy ez az időveszteség ott keletkezik, ahol a tértöltéssűrűség a legnagyobb, a potenciálnak minimuma van, tehát a térerő 0. A potenciálminimumtól a rács felé haladva egyre kisebb a tértöltés sűrűsége, a rács és anód közötti térben pedig már olyan csekély, hogy a repülési időt nem befolyásolja.

Hengeres szerkezetnél tértöltés jelenlétében is valamivel rövidebb a repülési idő, mint sík szerkezetnél; az eltérés a szokásos csöveknél 30—50%-ot tehet ki.

Vizsgáljuk most meg a viszonyokat egy síkelektródás rádió-

csőben. A rács síkjában uralkodó effektív potenciál (a pozitív anódfeszültség és negatív rácsfeszültség együttes hatása) 1—2 V nagyságrendjében van. A repülési idő katódtól a rácsig

$$t_1 \approx 5 \cdot 10^{-6} d_1 \text{ másodperc,}$$

ahol d_1 a katód—rács távolság méterben; rácstól anódig pedig a szokásos 250 V anódfeszültségnél

$$t_2 \approx 3 \cdot 10^{-7} \cdot d_2 \text{ másodperc.}$$

Bár d_2 anód—rács távolság nagyobb a katód—rács távolságnál, a kis sebesség folytán mégis a katód—rács térben tartózkodik hosszabb ideig az elektron. Ha azt kívánjuk, hogy a vezérlőfeszültség a repülési idő alatt ne változzék túlságosan nagy mértékben, tehát utóbbi például egy periódus tizedrészénél kisebb legyen, akkor 3000 Mc/s-nál a katód—rácstávolságot

$$d_1 \approx \frac{10^6}{5 \cdot 3 \cdot 10^{10}} \text{ m} \approx 6\ \mu$$

értékre kellene választani. Gondoljunk most arra, hogy milyen vékonynak kellene lenniük ilyen esetben a rácsot alkotó drótszálaknak, hogy ne zavarják meg a potenciálteret. Azt se felejtsük el, hogy milyen súlyos zavart okozhat a térben a katódfelület bármilyen csekély göröngyössége. Mindezeket figyelembe véve láthatjuk, hogy a frekvencia növelése a csőtechnológiát és a finommechanikát egyre nehezebb feladat elé állítja. A háború után kifejlesztett síktárcsás csöveknél mint pl. a 2 C 40 típusnál a rács—katód távolság 100 μ, a rács—anód távolság pedig 300 μ érték körül volt. Az utóbbi években azonban már olyan síktárcsás csövek is kidolgozásra kerültek (416 A), amelyeknél a katód—rács távolság 15 μ [3]. Az alkalmazott feszültségek növelésével lehet ugyan csökkenteni a repülési időt, de ennek is határt szab a biztonság az átütésekkel szemben. A ma ismert technológia mellett úgy látszik, hogy az a határ, ameddig a legnagyobb erőfeszítéssel, a legköltségesebb eljárásokkal készített tértöltés-vezérlésű csövekkel el lehet jutni, erősítésben mintegy 4—5000 Mc/s.

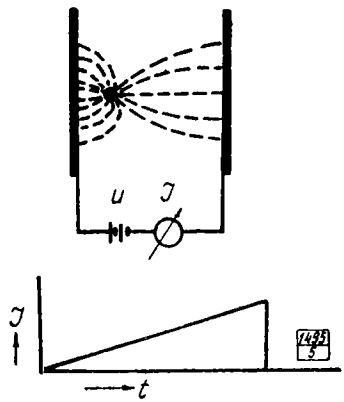
Ebben az esetben azonban a csövek úgy működnek, hogy az előbb említett feltétel nem teljesül és a repülési idő nem hanyagolható el a periódus-időtartam mellett.

1.4. A repülési idő hatása

Amíg a repülési idő elhanyagolhatóan rövid az elektromágneses rezgés periódus-idejéhez képest, addig a csőben folyó anódáram egyszerűen kifejezhető a bármelyik pillanatban áthaladó elektronok számával:

$$I = e\,n\,v, \tag{1.6}$$

ahol nv a másodpercenként áthaladó elektronok száma, a nyaláb hosszegységére eső n elektronszám és a v elektronsebesség szorzata. Az áramnak ez az egyszerű felfogása nagyfrekvenciájú rezgések esetére nem alkalmazható. A kérdés helyes fizikai tárgyalásából kiderül, hogy az áram tulajdonképpen a töltés áthaladása közben folyik, nem pedig csupán akkor, amikor az elektron a katódról elindul, vagy amikor az anódra érkezik. Ha két elektróda között elektron halad, a belőle kiinduló erővonalak mindkét elektródán töltést kötnek le. Ezeknek a töltéseknek az időben történő változása onnan ered, hogy mindig több erővonal fut az elektronoktól az éppen közelebbi elektródához, mint a távolabbihoz. Az 5. ábrán láthatjuk az erővonalak sűrűségének változását: amikor az elektron elindul, a legtöbb erővonal a katódon végződik, amikor pedig az anód közelébe jut, a legtöbb töltés ott influálódik.



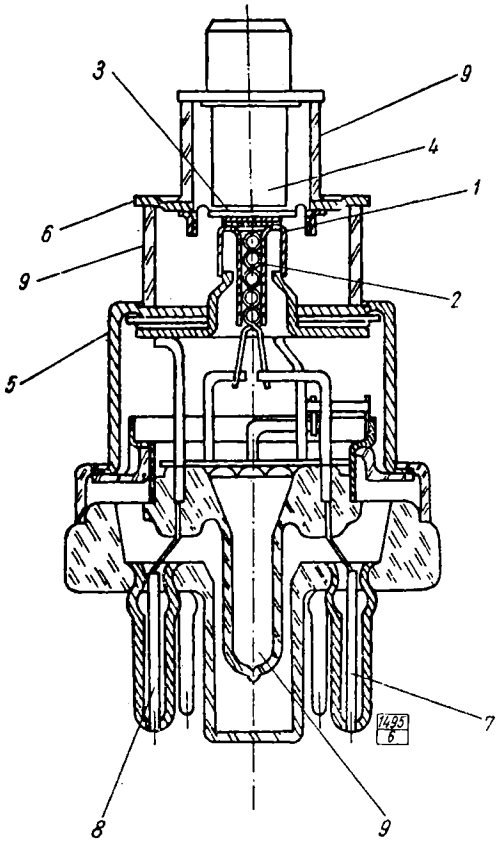
5. ábra. Influált áram abban az esetben, amikor egy elektron halad homogén villamos térben két elektróda között

Így tehát az elektron kilépésekor a katódban e nagyságú pozitív töltés influálódik, amely fokozatosan átvándorol az anódra. Az áram értékét könnyen kiszámíthatjuk abban a speciális esetben, amikor az elektron síkkondenzátor két fegyverzete között halad $\boldsymbol{E} = -\frac{U}{d}$ erősségű térben.

Ebben az esetben a dz darabon történő előrehaladással az elektron $e\,\boldsymbol{E}\,dz$ energiát nyer. Ennek egyenlőnek kell lennie

az áramforrás által teljesített villamos munkával, amelynek értéke dt idő alatt $IU\,dt$, így tehát

$$I = e\frac{\boldsymbol{E}}{U}\cdot\frac{dz}{dt} = \frac{e\,v}{d}\,. \qquad (1.7)$$



6. ábra. Síktárcsás cső metszete:
1 katód; *2* fűtőszál; *3* rács; *4* anód; *5* katódtárcsa; *6* rácstárcsa; *7* fűtőszálkivezetés; *8* egyenáramú katódcsatlakozás; *9* üvegbura fala

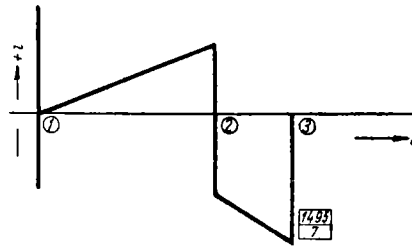
Ez csupán egyetlen elektronra vonatkozik. A teljes áramot úgy kapjuk meg, hogy az egyes elektronok által szolgáltatott áramokat összeadjuk.

A fenti tárgyalásban nem volt szerepe annak, hogy az elektron eléri-e a kondenzátor fegyverzetét, vagy csak halad feléje. Következésképpen az olyan elektródákban is influálódik áram, amelyeket nem érnek elektronok. Ilyen pl. a normális kapcsolásban működő elektroncsövek vezérlőrácsa.

Ezzel a gondolatmenettel szemben fel lehetne hozni a következő ellenvetést: az influált áramra vonatkozó meggondolás természetesen minden frekvenciánál egyformán érvényes. Kis frekvenciáknál azonban nem tudjuk kimutatni, hogy a rács a szokásos földelt katódú kapcsolásban áramot fogyasztana. Igen szapora frekvenciáknál viszont ez valóban kimutatható.

A jelenség magyarázata lényegileg az, hogy kis frekvenciák esetében ugyanannyi elektron repül a rács felé, mint amennyi

a rácstól távolodva repül az anód felé. Az influált töltések növekedése ugyanannyit tesz ki, mint a csökkenése. A töltések összegének idő szerinti változása tehát 0. Mikor azonban a vezérlőfeszültség frekvenciája nagy, ugyanabban az időben tartózkodnak az elektródák között olyan elektronok, amelyek a pozitív félperiódusban indultak el és olyanok, amelyek a negatív félperiódusban léptek ki a tértöltésfelhőből. Az első csoporthoz több elektron tartozik, mint a második csoporthoz. Amikor a rácson az első csoport elektronjai már áthaladtak és a második csoport elektronjai közelednek, csökken a pozitív töltés mennyisége a rácson. Amikor pedig a második csoport áthaladt és az első csoport közeledik: a pozitív töltés mennyisége nő. A rácskörben tehát váltakozóáram keletkezik, amelynek nagysága igen nagy frekvenciáknál jelentős, és a vezérlőfeszültséggel azonos fázisú összetevője van. Ez azt jelenti, hogy a rácskör fogyasztása nagy és ezzel erős csillapító hatást gyakorol a rezgőkörre.

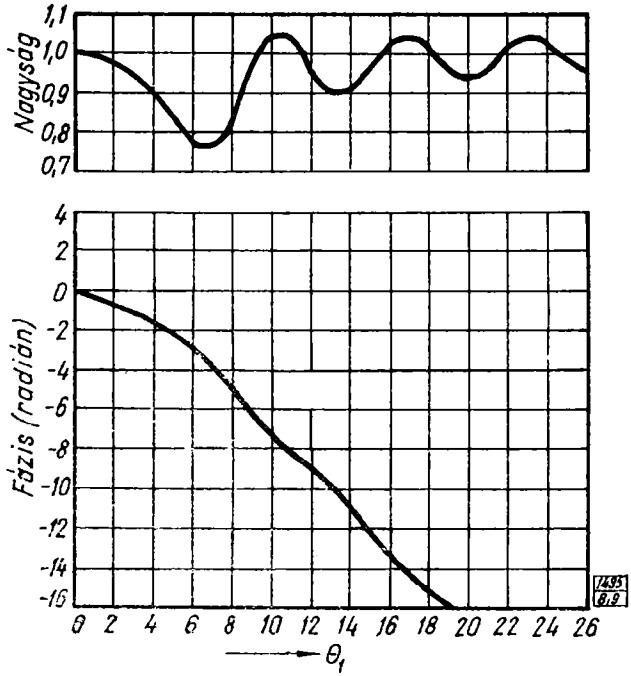


7. ábra. Elektron áthaladása által influált áram a trióda rácsán; *1* az elektron elhagyja a potenciálminimumot; *2* eléri a rácsot; *3* eléri az anódot

A repülési időnek emellett a csőben folyó teljes váltakozóáramra, tehát az anód-váltakozóáramra is igen nagy a befolyása. A csőben fellépő térerősség ugyanis változik az elektron repülése közben, és esetleg az idő egy részében gyorsító, más részében fékező hatást gyakorol rá. Más lesz tehát a rács-váltakozófeszültség által keltett anód-váltakozóáram értéke, ami azt jelenti, hogy a meredekség értéke erősen függ a frekvenciától.

Ha az erősítő-kapcsolásban nem a katódot, hanem a rácsot helyezzük földpotenciálra, akkor természetesen más helyzet áll elő a rácskör terhelését illetően. A rácson indukált töltések nem játszanak szerepet, ellenben a katódon indukált áram, amely természetesen egyenlő a csőben folyó teljes vátakozó árammal, terheli a bemenőkört. Mivel azonban ez a váltakozóáram maga is frekvenciafüggő, igen szapora frekvenciáknál a földelt rácsú kapcsolás kisebb csillapítást jelent, tehát előnyösebb, mint a megszokott földelt katódú kapcsolás. A meredekség értékének frekvenciafüggésén azonban ez a kapcsolás nem változtat.

A fentiekből az is következik, hogy különösen ügyelni kell arra, hogy a repülési idő valamennyi, egy időben indult elektronnál egyforma legyen, mert különben a szórás teljesen meggátolná a cső működését: az elektronok a legkülönbözőbb fázisban érkeznének a rács—anód térbe. Feltétlenül fontos tehát, hogy a katód és rács tökéletesen párhuzamos legyen. Katasztro-



8. és 9. ábra. Meredekség nagysága és fázisszöge a repülési szög függvényében

fális hatása lehet minden szennyezésnek a rács valamely pontján, amely azt idézi elő, hogy katód és rács között nem minden pontban azonos értékű a kontaktpotenciál. Ez is azt jelentené ugyanis, hogy a különböző helyekről elindult elektronok számára ugyanabban a pillanatban nem ugyanolyan a potenciáltér és ezért más időpontban jutnak el a rácshoz. Ezek a körülmények a hosszabb hullámokon működő elektroncsövekben legfeljebb minimális mértékben befolyásolják a cső erősítését.

MÁSODIK FEJEZET

SEBESSÉGMODULÁCIÓS CSÖVEK

2.1. Mikrohullámú tápvonalak és üregrezonátorok

Az első fejezetben láttuk azokat az elvi nehézségeket, amelyek megnehezítik a tértöltéses vezérlés működését az igen nagy frekvenciák tartományában. Ezeknek a nehézségeknek a kiküszöbölésére fejlesztették ki a különleges mikrohullámú elektroncsöveket. Mielőtt ezeket a csöveket részletesen tárgyalnánk, egy kis kitérőt kell tennünk. Lehetetlen ugyanis foglalkoznunk velük, hogy előbb meg ne ismernénk a mikrohullámú áramköri elemeket, amelyek többnyire egészen szerves konstruktív kapcsolatban vannak a mikrohullámú csövekkel, akár tértöltéses, akár egyéb elven működnek is azok.

A mikrohullámok technikája szétágazó nagy tudomány, hiszen egyedül a lokátorok technikáját 28 kötetes könyvsorozat ismerteti. A mi tanulmányunk csupán a technika egyik szűk fejezetébe ad bevezetőt, és természetesen nem lehet célja, hogy egyéb kérdéseket kimerítően tárgyaljon. Annál is inkább eltekinthetünk ettől, mert a mikrohullámok elméletének és technikájának ma már magyar nyelven is jelentős irodalma van. Feltételezzük azonban, hogy sok olvasó részére új ez a terület és ezért röviden ismertetnünk kell a mikrohullámú áramkörök alkotóelemeit anélkül, hogy a vázlatos leírásnál messzebb haladnánk. Részletesebb tanulmányokra az idevágó irodalmat ajánljuk [4α].

A kisfrekvenciás áramkörök elmélete azon a tényen alapszik, hogy az elektromágneses tér minden változása azonnal érezteti hatását az egész körben. Ez természetesen csak közelítés. Jól tudjuk, hogy az elektromágneses tér vezetékek mentén a fény sebességével, vagy csaknem a fény sebességével terjed. Lassú változások és kis méretek esetén ez valóban pillanatnyi hatásként fogható fel. Ha azonban a távolságok összemérhetők az elektromágneses rezgés hullámhosszával, az áram pillanatnyi értéke nem mindenütt azonos a vezeték mentén. Ugyanez vonatkozik a két érből álló vezeték mentén az erek közötti feszültségre is.

A tápvonalban fellépő jelenségek vizsgálatánál figyelembe kell venni, hogy a vezeték minden kicsiny darabjának megvan a maga soros ellenállása, és induktivitása, valamint párhuzamos átvezetése és kapacitása. Ezeket az értékeket rendszerint 1 m hosszúságra vonatkoztatják.

A tápvonal méterenkénti soros ellenállása ($\bar{R}$) nem egyszerűen az egyenárammal is mérhető ohmos ellenállás. Igen szapora frekvencián az áram nem halad egyenletesen a fémes vezeték egész keresztmetszetében, hanem főleg a külső felületen. Az áram sűrűsége a vezető belsejében a külső felülettől való távolsággal exponenciális arányban csökken. Ez a skin-effektusnak (bőrhatásnak) nevezett jelenség úgy vehető számításba,

mint ha az egész áram egy vékony felületű rétegben haladna. Ennek a rétegnek a vastagsága vörösrézben:

$$\delta = \frac{66{,}2}{\sqrt{f}} \text{ mm}. \tag{2.1}$$

A veszteségi ellenállás másik forrása a sugárzás. A kisugárzott teljesítmény éppúgy kiválik a rendszerből, mint az a teljesítmény, amely az ellenállásban Joule-féle hővé alakul át. A sugárzás jelenléte tehát látszólag növeli az ellenállás értékét.

A legegyszerűbb nagyfrekvenciás tápvonal két egymás közelében párhuzamosan haladó drótból áll. Ennek azonban jelentős sugárzása van.

A koaxiális tápvonal viszont mentes a sugárzástól. Ennek a vezetéknek az egyik ága kerek cső, a másik pedig a cső közepén haladó drótszál, amelyet szigetelők tartanak a helyén.

A tápvonal átvezetésének főoka a két ér közötti szigetelők tökéletlen volta. A méterenkénti átvezetés jele $\bar{G}$.

A hosszegységre eső kapacitás ($\bar{C}$) és induktivitás ($\bar{L}$) geometriai adatoktól függ: a két ér átmérőjétől és egymástól való távolságától. Koaxiális tápvonalnál például:

$$\bar{L} = 0{,}460 \log \frac{c}{b}\ \mu\text{H/m}; \quad \bar{C} = \frac{24{,}2\,\varepsilon_r'}{\log \frac{c}{b}}\ \text{pF/m}, \tag{2.2}$$

ahol b a belső, c a külső vezető sugara, ε_r a szigetelő közeg relatív dielektromos állandója.

Ha azt vizsgáljuk, hogyan terjednek az elektromágneses rezgések egy ideális, veszteségmentes tápvonal mentén, egyszerű harmonikus rezgéseket tételezünk fel. Eredményeink Fourier tétele alapján kiterjeszthetők bármilyen bonyolult jelenség esetén az egyes összetevőkre. Az áram és feszültség hely és idő szerinti változásait az alábbi differenciálegyenletek fejezik ki:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = j\omega \bar{L} I, \tag{2.3a}$$

$$\frac{\partial I}{\partial z} = j\omega \bar{C} U. \tag{2.3b}$$

Ezeket a következőképpen egyesíthetjük:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \omega^2 \bar{L}\bar{C} U = 0. \tag{2.4}$$

Ugyanilyen egyenletet nyerünk I-re.

Ez a hullámegyenlet legegyszerűbb formája. Közismert megoldását szögfüggvények segítségével az alábbi formában írhatjuk fel:

$$\left.\begin{aligned} I &= \hat{I} \sin(\omega t - \Gamma z + \varphi_1), \\ U &= \hat{U} \sin(\omega t - \Gamma z + \varphi_2). \end{aligned}\right\} \tag{2,5a}$$

Ugyanez az eredmény számításokat megkönnyítő komplex exponenciális alakban a következő:

$$I = \hat{I}\, e^{j(\omega t - \Gamma z + \varphi_1)}$$

$$U = \hat{U}\, e^{j(\omega t - \Gamma z + \varphi_2)}, \qquad (2.5b)$$

ahol $\Gamma^2 = \omega^2 \bar{L}\bar{C}$. A Γ terjedési állandó értéke ω/v, vagyis reciproka a hullám előrehaladásának $1/\omega$ másodperc alatt. Szokásos az $\omega/v = k$ jelölés is. $\hat{U}$ és $\hat{I}$ az amplitudóértékeket jelenti, φ_1 és φ_2 pedig a kezdeti pontban észlelhető fázist, végül

$$v = 1/\sqrt{\bar{L}\bar{C}}$$

A négyzetgyök kétértékűsége fizikailag azt jelenti, hogy a sebességnek kétféle iránya lehet, vagyis a hullám a tápvonal bármelyik irányában haladhat.

Egyszerű veszteségmentes tápvonalaknál a terjedési sebesség értéke a fénysebességgel egyenlő. Veszteséges tápvonalaknál a terjedési sebesség értéke kisebb, ezenkívül Γ értéke komplex lesz. Ebben az esetben

$$\Gamma = j\alpha + \beta. \qquad (2.6)$$

A hullám pedig a következőképpen írható fel:

$$I = \hat{I} e^{-\alpha}\, e^{j(\omega t - \beta z + \varphi_1)} \qquad (2.7)$$

(U-ra hasonlóképpen).

A rezgési amplitudó tehát a haladás irányában exponenciálisan csökken.

Ha a vonal induktivitását emeljük (pl. mágneses anyagból készítjük a vezetéket), vagy ha a kapacitást növeljük (pl. megfelelő dielektrikumot helyezünk a két ér közé), a sebesség csökken, egyébként azonban független a geometriai méretektől.

Ha a tápvonal impedanciájáról, tehát a feszültség és áram értékének viszonyáról beszélünk, pontosan meg kell jelölnünk azt, hogy melyik helyre vonatkoztatjuk. Legfontosabb érték a bemenő-impedancia. A bemenő-impedancia általában függ a tápvonal másik végét lezáró terheléstől és a tápvonal hosszától. A tápvonalon végighaladó hullám egy része ugyanis visszaverődik a lezárásnál. Hogy a visszavert hullám a tápvonal elejére visszaérkezve milyen fázisban van, és hogy ezen a ponton az eredeti hullám áram- és feszültségértékét növeli, vagy csökkenti-e, az részben a visszaverődés nagyságán múlik, részben pedig a két hullám fáziskülönbségén.

Lehet azonban olyan terhelést találni, amelynél nincs visszaverődés. Ebben az esetben a feszültség és áram közötti viszony független a vonal hosszától és mindig azonos azzal az értékkel, amelyet közvetlenül a terhelésen mérhetünk. Ezt a viszonyt nevezzük a vonal hullámimpedanciájának. Veszteségmentes esetben ez tiszta ohmos ellenállás. A hullámellenállás nagysága erősen függ a vezeték geometriai adataitól. Értéke általában

$$r = \sqrt{\frac{\bar{L}}{\bar{C}}}. \qquad (2.8)$$

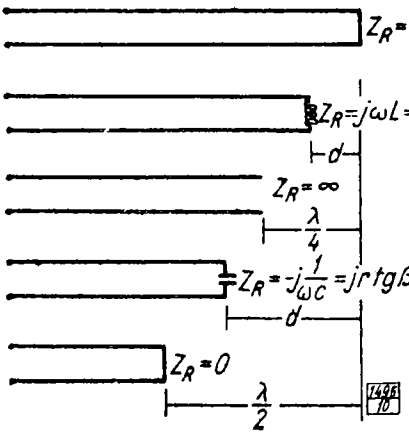
Párhuzamos vezetékben $r = 276 \log d/\alpha$, ahol d a két vezeték közti távolság, α pedig a vezeték sugara. Koaxiális vezetékben $r = 138 \log c/b$.

A hullámellenállás segítségével meghatározhatjuk a tápvonal impedenciáját bármilyen Z_t terhelés és bármilyen l hosszúság esetében:

$$Z_{be} = r \frac{Z_t \cos \beta l + jr \sin \beta l}{r \cos \beta l + jZ_t \sin \beta l} \text{ (veszteségmentes esetben).} \quad (2.9)$$

A tápvonal tehát transzformátorhoz hasonló szerepet tölthet be.

Különösen fontos az, hogy míg a helyes illesztés esetében ($Z_t = r$) az ellenállás értéke független a frekvenciától, minden más esetben nagyon erősen befolyásolja a frekvencia változása a bemenő-impedancia értékét.



10. ábra. Öt különböző hosszúságú tápvonal, amelyek mindegyikének egyforma bemenő-impedanciája van a különböző Z_R lezáró impedanciák transzformálása folytán

A mikrohullámú technikában mindig szem előtt kell tartanunk, hogy a tápvonal szerepe az elektromágneses tér vezetése. Az áram és a feszültség ennek a térnek csupán valamelyik, bár rendkívül szembeötlő hatása. Maga a teljesítmény azonban, amelynek értékét a Poynting—Umov-féle vektor fejezi ki, a vezetékek körüli térben halad.

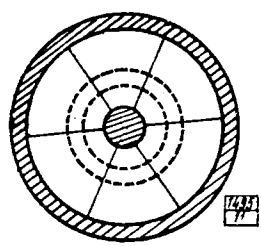
$$P = \int_A (\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H}) \, d\bar{A}, \quad (2.10)$$

ahol A a keresztmetszet, amelyen a teljesítmény áthalad, $\boldsymbol{E}$ a villamos, $\boldsymbol{H}$ pedig a mágneses térerőt jelenti. A koaxiális kábelben a térerő eloszlását a 11. ábra szemlélteti.

Igen szapora frekvenciás tér továbbítására azonban maga a hosszú fémcső is alkalmas, minden belső koaxiális ér nélkül. A tápvonalnak ezt a fajtáját hullámvezetőnek (csőtápvonalnak) szokták nevezni.

A hullámvezetőben az elektromágneses tér eloszlása bonyolult képet mutat. Ugyanabban a vezetőben többféle különböző téreloszlással lehetséges a hullámterjedés. Ezeket módusoknak nevezik. Hogy a valóságban melyik módus jön létre, az attól függ, milyen formában lép be a jel a hullámvezetőbe. A technikában lehetőleg azt a módust alkalmazzák, amelynek téreloszlása a legegyszerűbb képet mutatja.

Természetesen a hullámvezetőben is folynak áramok a cső belső falán, de az áramsűrűség a helynek és az időnek is egyaránt függvénye. Nem lehet tehát a hullámellenállás fogalmát minden további nélkül felhasználni, mégpedig annál is kevésbé, mert a hullámvezetők két

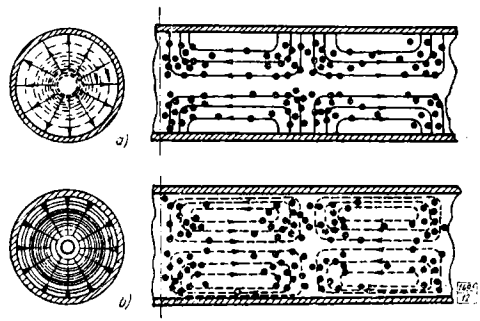


11. ábra. Koaxiális vonal metszete

erét sem lehet megtalálni, amelyek között kellene mérnünk a feszültséget. Egyébként a bemenetnél és kimenetnél sem találjuk meg egyszerűen azt a két pontot, amelyek közé generátort, illetve terhelést lehetne csatlakoztatni.

A hullámvezetőben az energia terjedése frekvenciafüggő. Igen szapora frekvenciák, amelyek hullámhossza kicsiny a cső keresztirányú méreteihez képest, akadálytalanul haladhatnak a csőben közelítőleg fénysebességgel. A frekvencia csökkentésével azonban eljutunk egy olyan határhoz, amelynek közelében az energia terjedési sebessége erősen csökken. Ha a hullámok frekvenciája mélyebb, mint ez a határ, a vezető a hullámokat teljes egészükben visszaveri.

A tápvonalakat nemcsak úgy lehet tekinteni, mint összeköttetéseket generátor és terhelés között, hanem mint önálló áramköröket is. Közismert, hogy a párhuzamos vezeték is, a koaxiális vezeték is rezgésreképes bizonyos frekvencián. Az ilyen rezgő rendszerek sokban különböznek a közönséges rezgőköröktől. A leglényegesebb különbség az, hogy amíg a rezgőköröknél pontosan szét lehet választani egymástól a villamos és a mágneses energia tárolási helyét, a kapacitást és az induktivitást, addig a kiterjedt rendszerekben minden kis elemi szakaszban mindkét energiafajta tárolható. (A mikrohullámú csövekkel kapcsolatban azonban rendszerint olyan rezonátorokat használunk, amelyekben a villamosenergia túlnyomó része egy helyen van tömörítve. Ezek a külön kapacitású rezonátorok tulajdonképpen átmeneti formáknak tekinthetők.)



12. ábra. Két lehetséges hullámforma körkeresztmetszetű hullámvezetőben (TM_{01}, illetve TE_{01} módus). Az elektromos erővonalak kihúzottak, a mágneses erővonalak szaggatottak

A rezgési folyamat lényege természetesen egyszerű rezgőkörökben és rezonátorokban egyforma: a rendszer energiája felváltva hol villamos, hol mágneses alakot vesz fel.

A mikrohullámú technikában a térben kiterjedt rezonátorok helyettesítik az egyszerű rezgőköröket. Ennek gyakorlati okai vannak: minél nagyobb frekvenciát választunk, annál jobban kell csökkenteni az induktivitást és a kapacitást. Eközben egyre nagyobb szerephez jut az elemeket összekötő vezetékek saját induktivitása és kapacitása. Így végül akaratlanul is eljutunk oda, hogy a rezgőkör leglényegesebb eleme a tápláló vezeték lesz. Mikrohullámokon azonban a sugárzási veszteségek rendkívüli mértékben lerontanák a rezgőrendszer jóságát, ha nem alkalmaznak megfelelő konstrukciót. Ezért rezonátor gyanánt zárt üreget kell használni.

Válasszunk példának egy l hosszúságú koaxiális vezetéket, amelynek mindkét vége rövidre van zárva. Ez azt jelenti, hogy a $z = 0$ és $z = l$ helyeken a feszültség és a villamos térerő értékének állandóan 0-nak kell lennie. Ez a feltétel akkor teljesül, ha a rezgés két, egymással szemben

haladó egyforma amplitudójú hullámösszetevőből áll. Ha a szembefutó második hullám sebességét —c-vel jelöljük, a feltételek a következők:

$$\hat{U}_1 e^{j(\omega t-\varphi_1)} + \hat{U}_2 e^{j(\omega t-\varphi_2)} = 0,$$

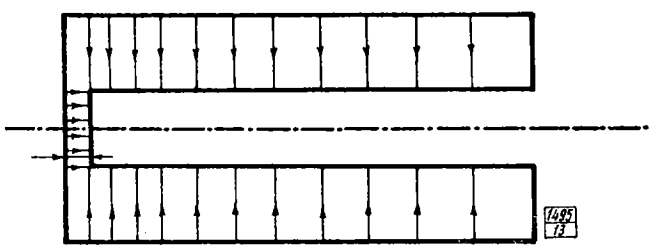
tehát

$$\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi \quad \text{és} \quad \hat{U}_1 = \hat{U}_2 = \hat{U}, \tag{2.11}$$

valamint

$$\hat{U} e^{j\left(\omega t-\frac{\omega}{c} l-\varphi\right)} + \hat{U} e^{j\left(\omega t+\frac{\omega}{c} l-\varphi\right)} = 0. \tag{2.12}$$

Ez a feltétel akkor teljesül, ha $l = nc/2f = n\lambda/2$, ahol $n = 1,2,\ldots$ egész szám. Az l hosszúságú két végén lezárt vezeték tehát végtelenül sok különböző frekvencián képes rezgésre. Az egyszerű rezgőkörök analógiájára ezeket a frekvenciákat a rendszer rezonanciáinak nevezik. Természetesen nem minden kiterjedt rendszernél ilyen egyszerű a rezo-



13. ábra. Koaxiális vonalból leszármaztatott üregrezonátor villamos tere

nanciák számítása, és nem mindig állnak azok egymással ilyen egyszerű összefüggésben. Lényegesen bonyolultabb a helyzet, ha egy hullámvezető két végén lezárt szakaszát vizsgáljuk, amelyben már nemcsak egyirányú terjedést kell figyelembe vennünk, hanem a tér minden irányát vizsgálnunk kell. Ha például a zárt üreg derékszögű hasáb, amelynek három éle l_1, l_2, l_3, a lehetséges önfrekvenciákat a következő egyenlet határozza meg:

$$f = \frac{c}{2}\sqrt{\left(\frac{n_1}{l_1}\right)^2 + \left(\frac{n_2}{l_2}\right)^2 + \left(\frac{n_3}{l_3}\right)^2}, \tag{2,13}$$

ahol n_1, n_2, és n_3 egész számok.

Ezt a példát csak az egyszerű számítási lehetőség miatt említettük meg. Az elektroncsövek szempontjából fontosabb a 13. ábrán látható üregrezonátor, amelyet egyszerűsítve úgy foghatunk fel, mint koaxiális tápvonalat, amely egyik végén rövidzár helyett kapacitással van terhelve.

Rezonanciák akkor lépnek fel, ha a kapacitás felől nézve a rövidre zárt vonal impedanciája éppen egyenlő a kapacitív impedanciával:

$$\frac{1}{\omega c} = r \operatorname{tg} kl = r \operatorname{tg} \frac{\omega}{c} l. \tag{2.14}$$

Ebből ω kiszámítható.

Más alakú üregrezonátorok számítására itt nem térünk ki, hanem a szakirodalomra utalunk.

Mivel az üregrezonátoroknál áram és feszültség nem mindig definiálható egyértelmű módon, a rendszert leghelyesebb a benne tárolt energiával jellemezni. A térerősség segítségével ez könnyen kiszámítható.

$$W = \varepsilon_r \varepsilon_0 \int_V \boldsymbol{E}^2 \, dV + \mu_r \mu_0 \int_V \boldsymbol{H}^2 \, dV. \tag{2.15a}$$

Ha a térerősséget nem szinuszfüggvény alakjában, hanem komplex alakban írjuk fel, a négyzetképzés helyébe a konjugált komplex értékkel való szorzás lép:

$$W = \varepsilon_r \varepsilon_0 \int_V (\boldsymbol{E}\boldsymbol{E}^*) \, dV + \mu_r \mu_0 \int_V (\boldsymbol{H}\boldsymbol{H}^*) \, dV. \tag{2.15b}$$

A tárolt energia ismeretében üregrezonátorokra is vonatkoztathatjuk a jóság fogalmát. Párhuzamos L, C, R elemekből álló egyszerű rezgőköröknél a jóság

$$Q = \omega R C = \frac{\omega C}{G}. \tag{2.16}$$

Ezt a meghatározást másképp fejezhetjük ki, ha tekintetbe vesszük, hogy a rezgőkörben a veszteségi teljesítmény $\hat{U}^2/2R$, a tárolt energia pedig $C\hat{U}^2/2$, illetve $L\hat{I}^2/2$. Kimondhatjuk tehát, hogy a jóság a tárolt energiának és az $1/\omega$ másodperc alatt átlagban hővé vált teljesítménynek a viszonya:

$$Q = \frac{\omega W}{P_{veszt.}} \tag{2.17}$$

Az üregrezonátor szabad rezgésének segítségével is definiálhatjuk a jóságot, mert a tárolt energia szabad rezgés esetében a következő törvény szerint csillapodik:

$$W(t) = W_0 \, \mathrm{e}^{-\frac{\omega t}{Q}}. \tag{2.18}$$

Ha az üreget olymódon használjuk fel, hogy elektromágneses energiájának egy részét elvonjuk belőle, akkor természetesen ez a hasznosított energia is veszteségként szerepel a rezonátor szempontjából. Ettől eltekintve a legfőbb veszteségforrás a Joule-féle hő, amely a bőrhatás folytán keletkezik. Minél nagyobb az üreg falának felülete, annál nagyobb lesz a veszteség, míg a tárolt energia egyébként azonos feltételek mellett a köbtartalom növelésével arányosan nő. Ez az egyik oka annak, hogy a sebességmodulációs csövekben alkalmazott különleges formájú üregek jósági foka sokkal kisebb, mint amekkorát pl. gömbalakú üreggel el lehetne érni. A jóság azonban így is 1000-es nagyságrendben van.

Önrezgések környékén az üregrezonátor a közönséges rezgőkörökhöz hasonló módon tárgyalható. Mesterségesen kell értelmet adnunk a feszültség fogalmának, ennek a segítségével azután a többi, kisebb frekven-

ciánál ismert fogalmat is értelmezni lehet. A feszültséget annak alapján értelmezzük, hogy az elektromágneses térben zárt görbe mentén a térerő körintegrálja egyenlő a fluxus idő szerinti változásával:

$$\oint \boldsymbol{E}\,\mathrm{d}s = \mu_0 \int_A \frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t}\,\mathrm{d}A.$$

A zárt pályát úgy választjuk meg, hogy annak egyik része az üregrezonátoron kívül haladjon, ahol a térerő értéke zérus, másik része pedig a fal két (1. és 2.) pontja között. Ekkor

$$\oint \boldsymbol{E}\,\mathrm{d}s = \int_1^2 \boldsymbol{E}\,\mathrm{d}s = \mu_0 \int_A \frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t}\,\mathrm{d}A.$$

Ha így a feszültséget, mint a térerő integrálját két pont között definiáltuk, most már meghatározhatjuk a veszteségi teljesítmény értékéből az egyenértékű veszteségi ellenállást is $P = \hat{U}^2/2R$ egyenlet alapján. Hangsúlyoznunk kell, hogy ez annak az elképzelt rezgőkörnek a veszteségi ellenállása, amely a vizsgált rezonancia környékén többé-kevésbé hasonlóan viselkedik, mint az üregrezonátor, amely a valóságban adva van. A hasonlóság pl. azt jelenti, hogy a két rendszer jósági foka ugyanakkora. Az ilyen módon meghatározott párhuzamos veszteségi ellenállás értéke szabályos alakú rezonátoroknál jóval $10^3\ \Omega$ fölött van, az elektroncsövekben használt üregrezonátoroknál pedig az összes különböző veszteségek figyelembevételével az ellenállás nagyságrendje 100 000 Ω.

Igen fontos kérdés az, hogyan nyer az üregrezonátor külső gerjesztést, illetve milyen módon ad le teljesítményt. A csatlakozás mindkét esetben általában koaxiális vezetékkel vagy hullámvezetővel történik. A jó illesztés követelménye, hogy a tápvonalban fennálló téreloszlás a csatlakozás helyén közel azonos legyen az üregben fellépő téreloszlással, tehát vagy a villamos, vagy a mágneses térerősségnek legyen a tápvonalban olyan összetevője, amelynek iránya megegyezik azzal, amit a rezgés a csatlakozás helyén az üregben előír. A koaxiális vezeték belső ere az üregbe lépve vagy hurokban, vagy szondában folytatódik. A hurok tulajdonképpen mágneses csatolást jelent: az általa körülzárt részben mágneses fluxus gerjed, amely egyúttal az üreg fluxusának egy része. Ha szonda nyúlik be az üregbe, akkor a szonda mentén előálló villamos tér válik az üreg villamos terének egy részévé.

Ha az üreg hullámvezetőhöz, vagy másik üreghez csatlakozik, a kettő közötti nyílás hozza létre a csatolást. Ezen a nyíláson keresztül hatolnak át az erővonalak. Ebben az esetben is a rezgésformát kell vizsgálnunk, ennek segítségével lehet megállapítani, hová kell helyezni a nyílást, hogy az egyik térből a másikba átlépő erővonalak a megfelelő módon gerjesszék a másik teret.

2.2. Sebességmodulációs csövek működési elve

Az első fejezetben leírtuk a tértöltéses vezérlést. Láttuk, hogy a vezérlés eszköze a negatív rács, a vezérelt mennyiség pedig a tértöltésfelhőből kilépő elektronok száma. A váltakozó-

áramú vezérlés tehát ott játszódik le, ahol az elektronok egyensebessége egészen csekély. Ennek következtében az elektron aránylag hosszú ideig van kitéve a vezérlőtér hatásának. Igen szapora frekvenciák esetében ezalatt megváltozik a váltakozófeszültség fázisa. Ez a nagyfrekvenciás működés legfőbb akadálya.

Ezt az akadályt nyilván ki lehet küszöbölni, ha különválasztjuk a csőben az egyenáram előállítását a nagyfrekvenciás vezérléstől, és az utóbbit már kellően felgyorsított elektronokra fejtjük ki. Ez azonban azt jelenti, hogy le kell mondanunk arról, hogy az anód felé haladó elektronok számát változtassuk. Ehhez ugyanis feltétlenül virtuális katódra, vagyis 0 sebességű elektronok felhőjére lenne szükség. Semmit sem segítene pl. egy olyan konstrukció, amelyben az első rács pozitív feszültségű gyorsító, a második pedig negatív előfeszültségű vezérlőrács, mert itt is virtuális katódnak kell keletkeznie, a két rács között az elektronok lefékeződése folytán. A vezérlő térben tehát megint kis sebességgel haladnának az elektronok.

Egészen más azonban a helyzet akkor, ha a két rács egyenfeszültség szempontjából azonos pozitív potenciálon van, csupán a vezérlő váltakozófeszültség van közöttük. Ebben az esetben a rácsok által felvett áramtól eltekintve valamennyi elektron keresztülhalad a két rács közötti téren. A váltakozófeszültség fázisának megfelelően az egyik félperiódusban áthaladó elektronok sebessége növekedik, a másik félperiódusban áthaladóké pedig csökken. Az elektronok átlagos mozgási energiája változatlan marad, a vezérlés tehát első közelítésben nem jár teljesítménnyel. (Egyszerűség kedvéért feltételezzük, hogy a két rács egymáshoz nagyon közel van és így a kettő közötti repülési idő elhanyagolható.) Ebben az esetben minden pillanatban ugyanannyi elektron lép ki a második rács síkjából, mint amennyi az első rács síkjába belép. Ha tehát az elektronáramot közvetlenül a vezérlő rendszer után vizsgálnánk, pl. egy odahelyezett anóddal, semmiféle váltakozóáramú összetevőt nem tudnánk benne kimutatni. Ez természetes, mivel a rácshoz érkező áram tiszta egyenáram volt.

Bizonyos távolságban a vezérlő rendszertől azonban már észrevehető az elektronsebességek közötti különbség hatása. A gyorsabban haladó elektronok utolérik az előttük haladó lassúbb elektronokat. A találkozás környékén megnő az elektronok sűrűsége. A gyors elektronok után következő újabb lassú csoport viszont nagyon lemarad: ott tehát ez elektronsűrűség csökken. Ezek szerint a vezérlő rács-rendszertől bizonyos távolságra már kimutatható, hogy a nyaláb sűrűsége periodikusan változik:

mégpedig természetesen ugyanazzal a frekvenciával, mint amelylyel a vezérlés történt.

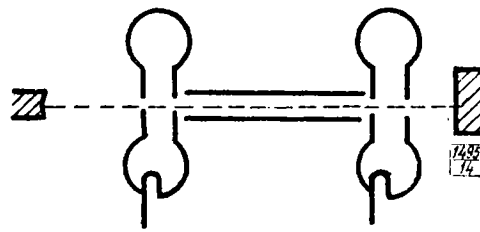
Könnyen beláthatjuk, hogy ez a sűrűségváltozás azt jelenti, hogy az elektronáramban váltakozóáramú összetevő lép fel. Mint minden elektroncsőben, itt is akkor lehet hasznosítani ezt a váltakozóáramot, ha valamilyen terhelő impedancián halad át. Nincs azonban semmi szükség itt arra, hogy ez az impedancia ténylegesen összeköttetésben legyen az egyenáramot felvevő anóddal. Láttuk az előző fejezetben, hogy a rács felé repülő elektron akkor is áramot indukál, ha nem fut a rácsra. Ez az áram, amelynek értéke síkelektródás elrendezésben $\frac{ev}{d}$, úgy jön létre, hogy az elektron haladása közben a mögötte levő elektródán indukált töltés egyre csökken, az előtte lévőn pedig egyre növekszik. A két töltés összege minden pillanatban e. Mivel a valóságos vezetékekben általában nem pozitív töltések, hanem elektronok mozognak, a töltések vándorlása csak úgy valósulhat meg, hogy a két elektródát összekötő áramköri elemekben az elektron mögötti elektróda felé haladnak az elektronok. Ez az áram tehát az átrepülő elektronnal együtt zárt áramkört alkot.

A fentiekből az következik, hogy egy elektronnyaláb, amelyben a vezérlés folytán áramingadozás alakult ki, váltakozóáramot gerjeszthet, ha két párhuzamos rácson halad át, amelyek között áramköri kapcsolat van. Ha a két rács áramköre olyan rezgőkört alkot, amelynek önrezgése megfelel az elektronnyaláb moduláló frekvenciájának, akkor a rendszer jelentős váltakozóáramú teljesítményt vehet fel az elektronoktól. Ez a teljesítmény az elektronok mozgási energiájából származik. A második rács rendszerén áthaladva tehát átlagban csökken a sebesség. Ez nem áll minden egyes elektronra. Az a feszültség ugyanis, amely az átfolyó váltakozóáram következtében fellép a két rács között, váltakozófeszültség. Fékező hatás azonban abban a félperiódusban van, amikor nagy az áram, a lassításnak tehát sok elektron van kitéve. Gyorsító hatás viszont akkor lép fel, amikor az áram, vagyis az áthaladó elektronok száma kicsi. Lényegében hasonló folyamat játszódik le, mint a tértöltésvezérlésű elektroncsövek anódkörében (I. fejezet 15. oldal). Alapvető különbség azonban az, hogy az elektronok mozgási energiájuknak megmaradó részét nem ugyanezen a helyen változtatják át hővé, hanem továbbhaladnak, és végül is egy külön erre a célra szolgáló jól hűthető tömör gyűjtőelektródába (kollektorba)

ütköznek. A kollektor potenciálja rendszerint kb. azonos a vezérlő és kicsatoló rácsok egyenáramú potenciáljával.

Összefoglalva az elmondottakat, amelyek csupán vázlatos képet adnak a sebességmoduláció elvén alapuló csövek működéséről, a tértöltésmodulációs csövekkel szemben a következő fő különbségeket emelhetjük ki:

1. A vezérlés ott történik, ahol az elektronok sebessége nagy. Ugyanakkora elektródatávolságok lényegesen kisebb repülési időknek felelnek meg. A repülési idő tehát csak lényegesen nagyobb frekvencián befolyásolhatja a működést.



14. ábra. Kétüreges klisztron elve

2. A vezérlés és teljesítménykivétel közötti szakaszon hasznot húzunk abból, hogy az elektronok huzamos ideig haladnak a térben és ennek következtében a különböző sebességű elektronok egymást utólérik.

3. A nagyfrekvenciás teljesítmény kivétele a mozgó töltés okozta áraminfluencia elvén történik, tökéletesen szétválasztva az egyenáramú disszipáció felvételétől.

Vannak azonban elvi hasonlóságok is a tértöltés-modulációs működéshez. Ezek közül a következőket emeljük ki:

1. A vezérlés és teljesítménykicsatolás két, egymástól különálló, egymással lehetőleg nem csatolt áramkörben történik.

2. Az egyes elektronok a rezgés periódusához képest lehetőleg rövid ideig vannak a vezérlőtér befolyásának kitéve.

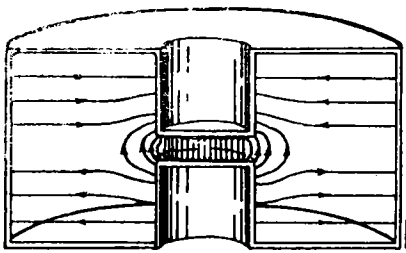
A sebességmodulációs csöveknek általában klisztron a gyűjtőnevük. (A hullámtörést jelentő görög klüzein szóból.) Felépítésükben a klisztronok bizonyos mértékig hasonlítanak a «világítótorony»-típusú síktárcsás csövekhez. Szerkezetük hengerszimmetrikus, az elektródák felülete, a katódot beleértve, sík vagy majdnem sík és a henger alkotójára merőleges [4].

2.3. Sebességmodulációs vezérlés

Mint ahogy láttuk, a vezérlés úgy játszódik le, hogy az elektronok, amelyek előzőleg már megfelelő egyenletes sebességet nyertek, olyan téren haladnak át, amely nagyfrekvenciás ütemben váltakozva, hol gyorsító, hol lassító hatású.

Az elektronok megfelelő sebességre való felgyorsítását pozitív sebességű rács végzi. Egyszerűbb felépítésű csöveknél ez együttal a nagyfrekvenciás vezérlőrendszer egyik rácsa. Némelyik esetben azonban külön gyorsítórács van a katód közelében.

A vezérlőrendszer két párhuzamos rácsból áll. Ezek között lép fel a nagyfrekvenciás villamos tér. A két rács tehát tulajdonképpen egy kondenzátor két fegyverzete. A kondenzátort a két fegyverzetet összekötő induktivitás egészíti ki rezgőkörré.



15. ábra. A klisztronnál leggyakrabban használt üregrezonátor villamos tere

Itt azonban mikrohullámokról lévén szó, az induktivitást egy üreg képviseli. A teljes üregrezonátor jellegzetessége az, hogy benne az energia két fajtája félig-meddig helyhez kötött. Az elektromos energia legnagyobb része az egymáshoz közeleső két rács között, a mágneses energia legnagyobb része a kiegészítő üregben jelenik meg. Az üregrezonátor szokásos alakját a 15. ábrán mutatjuk be. Az üreg rezonanciái közül azt használjuk fel, amelynél az erővonalak eloszlása a legegyszerűbb képet mutatja. Ennek van egyébként az összes között a legmélyebb önfrekvenciája.

Az a tény, hogy az üregrezonátor falát itt részben rács alkotja, azt jelenti, hogy nem lehet egészen pontosan alkalmazni minden, a zárt üregrezonátorra vonatkozó szabályt. Bizonyos pl. az, hogy az üreg nem teljesen sugárzásmentes, tehát veszteségei is nagyobbak.

Ha a rács nagyon sűrű, megnő az általa felvett áram. Ez kétféle szempontból is káros: egyrészt elvész a katódáram jelentékeny része és ezzel erősen csökken a második üregben hatékony váltakozóáramú összetevő nagysága, másrészt felmelegszik az üreg és magasabb hőmérsékleten nagyobb lesz a fajlagos ellenállás és a veszteség.

A régebbi típusokban az első üreg két rácsán és a második üreg első rácsán általában elveszett az áramnak mintegy 30%-a.

Ott, ahol a hatásfok csökkenése nem engedhető meg, esetleg teljesen elhagyják a rácsokat és a nyaláb számára nyílást hagynak az üregrezonátor falában. Ugyanígy járnak el az egészen

nagy teljesítményű csöveknél is. Természetesen ezzel nagymértékben eltorzul az üreg elektromágneses tere. Az erővonalak mindkét oldalon kilépnek a nyílásból. Míg a párhuzamos rácsokat egy valódi kondenzátor két fegyverzetének lehet tekinteni, addig itt egy elképzelt — virtuális — kondenzátorral van dolgunk, amelynél a két fegyverzet távolsága az erővonalak említett kihajlása miatt valamivel nagyobb, mint az ablakokat hordozó párhuzamos falrészek távolsága.

A rácsok esetében első közelítésben használhatjuk a sztatikus kapacitás értékét:

$$C = \varepsilon_0 \frac{A}{d}.$$

Vizsgáljuk most az üregben fellépő nagyfrekvenciás tér hatását az áthaladó elektronnyalábra. Mivel a nyaláb keresztmetszete az üreg méreteihez képest kicsi, a teret homogénnek tekintjük és eltekintünk attól, hogy a térerősség a tengelytől való távolsággal is változik. Ezenkívül első közelítés gyanánt végtelenül kicsinynek tekintjük a két rács távolságát. Így ú. n. villamos kettős-réteggel van dolgunk. Ha a kettős-rétegen a váltakozófeszültség pillanatnyi értéke

$$u = \hat{U}\, \mathrm{e}^{j\omega t},$$

az elektron mozgási energiája az áthaladás következtében *eu* értékkel változik. Mivel az U_0 egyenfeszültség gyorsító hatása folytán belépéskor mozgási energiája

$$\frac{1}{2} m v_0^2 = e\, U_0$$

volt, a sebességváltozásra fennáll, hogy

$$v^2 = \frac{2e}{m} (U_0 + u), \tag{2.19a}$$

tehát

$$v = v_0 \sqrt{1 + \frac{u}{U_0}}. \tag{2.19b}$$

Ha a váltakozófeszültség a gyorsító egyenfeszültséghez képest kicsiny, még egyszerűbb közelítéssel élhetünk:

$$v \approx v_0 \left(1 + \frac{u}{2\, U_0}\right) = v_0 \left(1 + \frac{\hat{U} \sin \omega t}{2\, U_0}\right). \tag{2.20a}$$

Az elektronok sebessége tehát az áthaladás időpontjától függ. Az eredeti v_0 sebességtől való eltérés nagysága arányos az alkalmazott váltakozó feszültséggel. A sebesség modulációja tehát a leírt egyszerű esetben lineáris.

Mivel minden elektronnak, amely a térből mozgási energiát nyer, megfelel egy másik elektron, amely ugyanakkora mozgási energiát veszít, végeredményben a sebességmoduláció nem von el teljesítményt a vezérlő áramkörből. Az áramkör vesztesége csupán az, ami az elektronok áthaladása nélkül is fellépne. (Joule-hő a bőrhatás folytán, sugárzás stb.). A veszteség ellensúlyozására a vezérlő üregrezonátorba állandóan nagyfrekvenciás teljesítményt kell betáplálnunk egy külső generátorból. Az eddig elmondottakból természetesen következik, hogy nagy villamos teret és hatásos vezérlést csak akkor nyerhetünk, ha az üregrezonátor rezonanciája közel megegyezik a jel frekvenciájával.

Vizsgáljuk meg azt a kérdést is, hogy mi történik, ha a két rács közötti távolság nem tekinthető végtelen kicsinynek. Ebben az esetben az elektron által felvett energia nem fejezhető ki egyszerűen a $W = eu$ értékkel, hanem az átrepülés alatt felvett teljesítményt kell az idő szerint integrálnunk. Az elektron mozgása, mint ahogy láttuk, ev/d áramot jelent és $t_0 - d/2v$ időponttól $t_0 + d/2v$ időpontig terjed. A felvett energia tehát

$$W = \frac{ev}{d} \int_{t_0 - \frac{d}{2v}}^{t_0 + \frac{d}{2v}} \hat{U}\, \mathbf{e}^{j\omega\left(t + \frac{z}{v}\right)}\, d\left(\frac{z}{v}\right) =$$

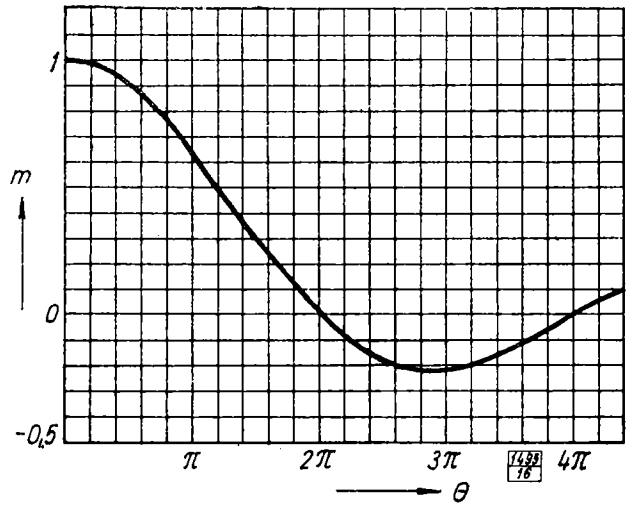
$$= e\,\hat{U}\, \frac{\sin \frac{\omega d}{2v}}{\frac{\omega d}{2v}}\, \mathbf{e}^{j\omega t} \qquad (2.21a)$$

Figyelembe véve, hogy d/v az átrepülés idejét jelenti, az $\omega\, d/v$ mennyiséget repülési szögnek nevezzük és Θ-val jelöljük. Ezzel

$$W = e\hat{U}\, \frac{\sin\, \Theta/2}{\Theta/2}\, \mathbf{e}^{j\omega t}. \qquad (2.21b)$$

Ezek szerint a véges repülési idő hatása abban áll, hogy az elektron által felvett energia kisebb lesz, mint végtelen kicsiny

repülési idő esetében. A csökkenést a $\frac{\sin \Theta/2}{\Theta/2}$ tényező fejezi ki, egyébként pedig a hatásos váltakozófeszültség fázisa megfelel annak a fázisnak, amellyel az elektron a vezérlőtér közepén találkozik. A fenti tényezőt modulációs tényezőnek szokták nevezni (m). Értéke $\Theta = 0$-ból kiindulva csökken, $\Theta = 2\pi$



16. ábra. Modulációs tényező értéke a Θ repülési szög függvényében

értéknél zérus lesz, majd negatív és később egyre csökkenő amplitudóval ingadozik zérus körül.

A véges repülési idő hatását az üreg veszteségeire később tárgyaljuk.

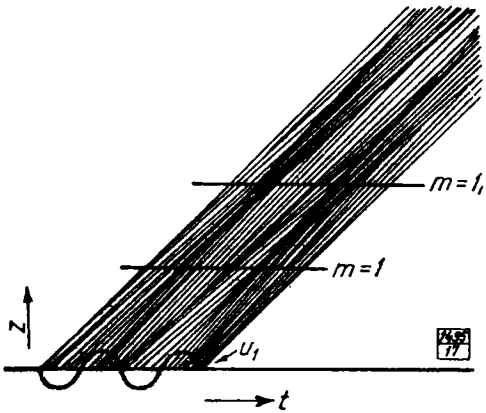
2.4. A sűrűségmoduláció keletkezése

Az első üregből kilépő elektronok sebessége nem egyenletes, hanem, mint ahogy láttuk, az üreg váltakozófeszültségének megfelelően változik és közelítően a

$$v = v_0 \left(1 + \frac{U_1 \cdot \sin \omega t}{2U_0} \frac{\sin \Theta/2}{\Theta/2}\right) \qquad (2.20b)$$

egyenlettel fejezhető ki. A váltakozófeszültség amplitudóját itt U_1-gyel jelöltük.

Ennek következtében áll elő a sűrűség változása az elektronnyalábban. A sűrűsödés és ritkulás folyamatát legjobban olyan ábrázolásban szemlélhetjük, amely az egyes elektronok útját az idő függvényében mutatja. Az ilyen diagrammban, amely a vasutasok grafikus menetrendjéhez hasonlít, az egyenletes sebességű haladásnak egyenes vonal felel meg, amelynek iránytangense egyenlő a sebességgel. Egyszerűség kedvéért feltételezzük, hogy az egyes elektronok egymás után egyenlő időközben lépnek ki a vezérlőtérből. Ha a sebességük egyforma lenne, haladásukat az erőmentes térben párhuzamos egyenesek ábrázolnák. Mivel azonban a sebesség nem egyforma, különböző lesz az egyenesek hajlásszöge is. A különböző hajlásszögű egyenesek metszik egymást, a metszésnek megfelelő hely környékén tehát az elektronok összesűrűsödnek, csomósodnak. Két elektroncsomó között természetesen ritkulás van. Mivel a csomó úgy keletkezik, hogy a lefékezett elektronokat utolérik a meggyorsított elektronok, magját mindig azok az elektronok képezik, amelyek épp akkor haladtak át a vezérlőüregen, amikor annak a feszültsége fékező fázisból gyorsító fázisba váltott át. A nagyfrekvenciás feszültség minden periódusának egy-egy csomó felel meg.



17. ábra. Elektronok «menetrendje» szinuszos sebességmoduláció esetén
m itt a csomósítási tényező (szövegben: *k*)

Ez azonban egyáltalában nem jelenti azt, hogy az áram a pálya valamelyik pontjában épp olyan szinuszos függvénye lenne az időnek, mint amilyen a vezérlőfeszültség és a sebesség modulációja volt. Ezt már az ábrából is láthatjuk. Megfigyelhető, hogy a csomók alakja bonyolult, valamint hogy továbbhaladáskor tágulnak és a legnagyobb sűrűséget nem közepükön, hanem két szélükön mutatják.

A szemléletes magyarázat után matematikailag is megvizsgáljuk a sebességmoduláció folytán előálló periodikus áramingadozás nagyságát. Válasszuk ki azokat az elektronokat, amelyek

bizonyos t_0 pillanatban lépnek be az erőmentes térbe. Ezek sebessége a fentiek szerint

$$v = v_0 \left(1 + m \frac{U_1}{2U_0} \sin \omega t_0\right), \tag{2.20c}$$

ahol m a modulációs tényező.

Valamely t időpillanatban ezek az elektronok a kiindulástól z távolságra jutottak el és a t, t_0 és z mennyiségeket összekapcsoló egyenlet a következő lesz:

$$t = t_0 + \frac{z}{v_0 \left(1 + m \frac{U_1}{2U_0} \sin \omega t_0\right)} \approx$$

$$\approx t_0 + \frac{z}{v_0} \left(1 - \frac{m U_1}{2U_0} \sin \omega t_0\right). \tag{2.22a}$$

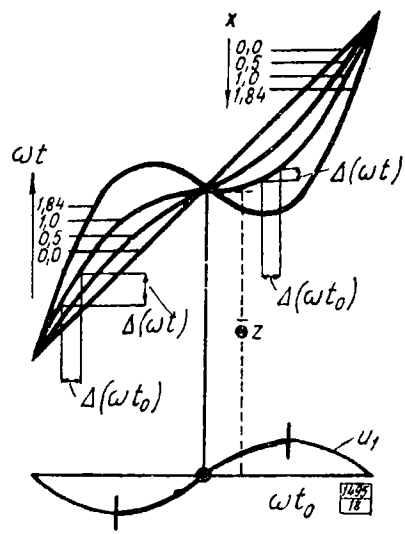
Egyszerűsödik az egyenlet, ha áttérünk a repülési szögekre:

$$\omega t = \omega t_0 + \Theta_2 \left(1 - \frac{m U_1}{2 U_0} \sin \omega t_0\right), \tag{2.22b}$$

ahol Θ_2 a z távolságnak megfelelő repülési szög, vagy ha a $\Theta_2 m U_1 / 2 U_0 = k$ rövidítést bevezetjük:

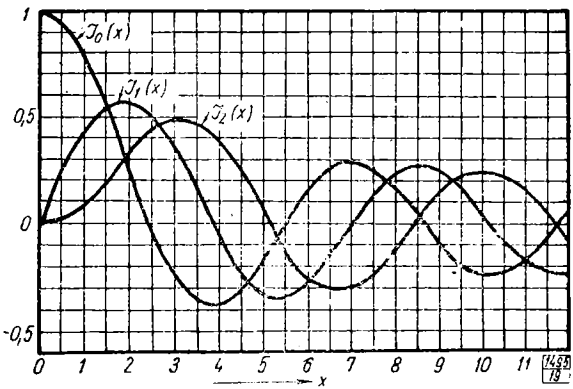
$$\omega t = \omega t_0 + \Theta_2 - k \sin \omega t_0. \tag{2.22c}$$

A k tényezőt csomósítási tényezőnek szokás nevezni. A (2.22c) egyenlet az elektron érkezési fázisát az indulási fázis függvényében adja meg. Ha $k = 0$, akkor az összefüggés 45°-os egyenessel ábrázolható. $k = 1$ esetében a $t_0 = 0$ időpont előtt és után belépő elektronok összetalálkoznak. Ha $k > 1$, a függvény ábrázolásából látható, hogy egy bizonyos érkezési időhöz három különböző időpontban elinduló elektronok tartoznak.



18. ábra. Sebességmodulált elektronok megérkezési ideje az indulási idő fázisának függvényében

Az áram kiszámításánál a töltés megmaradásának elvét kell alkalmaznunk. Ennek értelmében az áramot mindig felbontottuk egyes szakaszokra olyan módon, hogy valamennyi egy bizonyos Δt_0 időszakban belépő elektron átvonul a z helyen bizonyos Δt idő alatt. Egy-egy szakaszon belül az elektronok megelőzhetik egymást, vagy felzárkózhatnak egymáshoz. A Δt_0 és Δt időszak természetesen nem lehet végtelenül kicsi.



19. ábra. A különböző rendű Bessel-függvények értéke az argumentum függvényében

Az

$$I_0\,\Delta t_0 = I\,(t)\,\Delta t$$

egyenletben azonban közelítésképpen mégis áttérünk a differenciálszámításra, és ha figyelembe vesszük, hogy

$$\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}t_0} = \frac{1}{\frac{\mathrm{d}\,\omega t_0}{\mathrm{d}\,\omega t}},$$

akkor a (2.22c) alapján az áramra a következő összefüggést írhatjuk fel:

$$I = \frac{I_0}{1 - k\cos\omega t_0}. \tag{2.23}$$

Ez az egyenlet az áramot nem t, hanem t_0 függvényben adja meg. A (2.22) egyenlet felhasználásával kaphatjuk meg I értékét t függvényében. Ez a z helyen átvonuló elektronok sűrűségváltozásából kiadódó áram, amelynek I_1 alapharmónikusa, természetesen függ a k paraméter értékétől:

$$I_1 = 2\,I_0\,J_1\,(k), \tag{2.24}$$

ahol $J_1\,(k)$ a k változó elsőrendű Bessel-félé függvényét jelenti, I_0 az egyenáram, I_1 pedig az első harmonikus amplitudója. A Bessel-függvény menete csillapított szinuszfüggvényre emlékeztet (19. ábra). A függvény első maximuma $k = 1{,}84$-nél van. Ennél a csomósítási tényezőnél tartalmazza tehát az áram a

moduláló feszültség periódusának megfelelő összetevőt a legnagyobb mértékben ($I_{1max} = 1{,}16\ I_0$).

Az áram azonban bőségesen tartalmaz magasabb harmonikusokat is. Ezeknek amplitudóját általában az

$$I_n = 2\ I_0\ J_n\ (n\ k) \tag{2.25}$$

összefüggés adja meg. Ebben az összefüggésben magasabbrendű Bessel-függvények szerepelnek, amelyeknek mindegyike más és más k értéknél éri el maximumát. k értéke, amint láttuk, lineárisan függ a z távolságtól, tehát az áramban az alapharmonikus, illetve a magasabb harmonikusok bármelyike a pálya más és más pontjában vesz fel maximális értéket.

2.5. Az erősítés folyamata

Az erősítő klisztron második üregének ugyanaz a szerepe, mint a kisfrekvenciás elektroncső munkaellenállásának, vagy a nagyfrekvenciás csövek anódkörébe helyezett rezgőkörnek. Ha az üregrezonátort egyszerű rezgőkör módjára tárgyaljuk és a 29. oldalon elmondottaknak megfelelően határozzuk meg a kör párhuzamos impedanciáját, akkor itt is felírhatjuk az impedancia sarkain fellépő váltakozófeszültségre az

$$U_k = I_1 Z_k \tag{2.26a}$$

egyenletet, ahol Z_k a jelfrekvencián fellépő impedancia, I_1 a jelfrekvenciás áramamplitudó, U_k a kimenőkörben fellépő feszültségamplitudó. Ez azonban csak abban az idealizált esetben áll fenn, ha az átrepülés ideje végtelenül kicsi. Helyesebb eredményre jutunk, ha figyelembe vesszük, hogy az átrepülés ideje véges és integráljuk az átrepülő elektron és az üregrezonátor között kicserélt teljesítményt. Ekkor a (2.20) egyenlettel analógiában azt kapjuk, hogy

$$U_k = I_1 Z_k \frac{\sin \Theta_3/2}{\Theta_3/2}, \tag{2.26b}$$

ahol Θ_3 a kimenő-rezonátorban a repülési szög.

Mint ahogy látjuk, a váltakozóáramnak a hatása a valóságban megfelel egy kisebb, de az üregen végtelenül rövid idő alatt átrepülő áram hatásának. A csökkentést itt is $\frac{\sin \Theta_3/2}{\Theta_3/2}$ modulációs tényező fejezi ki. Így tehát amikor az üregrezonátor alap-

frekvenciája megegyezik a vezérlőfrekvenciával, tehát az impedancia értéke reális, a fellépő váltakozófeszültség:

$$U_k = m\, I_1\, R_k. \qquad (2.26c)$$

Azonos méretek esetében a vezérlésnél és a kimenetnél azonos lesz a modulációs tényező. R_k párhuzamos ellenállás értéke természetesen függ attól, hogy milyen mértékben terhelt a rezonátor, vagyis milyen mértékben hasznosítjuk a benne keletkező nagyfrekvenciás teljesítményt.

Egyébként a teljesítményt kicsatoló üreg szerkezete többnyire ugyanolyan, mint a vezérlést végző első üregé. Lényeges eleme tehát az elektronnyaláb tengelyére merőleges két párhuzamos rácsfelület (15. ábra).

Mint ahogy már említettük, mikrohullámú erősítőknél nem a feszültségerősítést tekintjük a legfontosabb feladatnak. Ennek ellenére is vizsgálhatjuk a klisztron feszültségerősítését, és eközben felállíthatunk bizonyos formai analógiát a tértöltéses vezérlésű csövekkel. A klisztronnál is azt tapasztaljuk, hogy a feszültségerősítés, tehát a kimenő- és bemenőfeszültség viszonya, a cső tulajdonságain kívül a kimenő áramkörtől is függ. Hogy ezt a tényezőt kiküszöböljük, a klasszikus csövekhez hasonlóan itt is meghatározhatjuk a meredekséget, mint magára a csőre jellemző értéket. Erre a meghatározásra többféle lehetőség van. Legcélszerűbb, ha abból indulunk ki, hogy a meredekség a feszültségerősítés és a kimenő-impedancia viszonya. (Ez azt jelenti, hogy a klisztront úgy tekintjük, mint egy végtelen nagy belsőellenállású pentódát.)

Figyelembe kell tehát vennünk a (2.26c) egyenletet. Ebben az esetben a meredekség abszolút értéke $k = \Theta_2\, m\, U_1/2\, U_0$ felhasználásával:

$$|S| = \frac{m\, I_1}{U_1} = \frac{m^2\, I_0\, J_1(k)}{U_1} = \frac{m^2\, I_0}{U_0}\, \Theta_2\, \frac{J_1(k)}{k}. \qquad (2.27a)$$

I_0/U_0 a nyaláb egyenáramának és gyorsító egyenfeszültségének viszonya. A $J_1(k)/k$ függvény maximális értéke $k = 0$-nál van, tehát a meredekség növekvő vezérléssel csökken.

A meredekség fázisszögét az határozza meg, hogy a legnagyobb sűrűsödés közepén azok az elektronok találhatók, amelyek a vezérlő üregen a feszültségnek negatívról pozitív értékre való átváltásakor haladtak át. Az árammaximum tehát egy negyedperiódussal előzné meg a vezérlőfeszültség maximumát, ha a vizsgált sűrűsödés azonnal és nem a Θ_2 repülési szögnek meg-

felelő idővel később alakulna ki. Az áram és a vezérlőfeszültség közötti teljes fázisszög tehát $\left(\Theta_2 - \frac{\pi}{2}\right)$, és így

$$S = m^2 \frac{I_0}{U_0} \Theta_2 \frac{J_1(k)}{k} \mathrm{e}^{-j\left(\Theta_2 - \frac{\pi}{2}\right)} \tag{2.27b}$$

Lényegesen fontosabb a feszültségerősítésnél az, hogy mekkora teljesítményt nyerhetünk a klisztronból. Ha az üreg veszteségeitől eltekintünk, a teljesítmény a modulációs tényező figyelembevételével

$$P = \frac{m I_1 U_k}{2} \tag{2.28}$$

(mivel amplitudó-értékekkel számolunk).

A legkedvezőbb esetben a repülési idő hatása elhanyagolható, tehát $m = 1$, a váltakozóáram amplitudójára pedig a $k = 1{,}84$-nál adódó maximális értéket vehetjük alapul. Másrészt az üreg feszültsége semilyen esetben sem lehet U_0 értéknél nagyobb amplitudójú, mert különben az egyik félperiódusban az üregben a potenciál a katódhoz képest negatívvá válik és az elektronok visszafordulnak. Ennek figyelembevételével

$$P_{\max} = 0{,}58 \; I_0 \; U_0,$$

tehát a maximális elvi hatásfok 58%.

A valóságban azonban a teljesítmény messze elmarad ettől az elméleti értéktől és a hatásfok később tárgyalt okok miatt (l. a 2,6. fejezetet) ritkán emelkedik 10% fölé.

Mivel a csomósított áram sok felharmonikust tartalmaz, a klisztron nemcsak erősítésre, hanem frekvenciasokszorozásra is alkalmas. A (2.25) egyenletből és a 19. ábrából arra kell következtetnünk, hogy a váltakozóáram magasabbrendű összetevői alig kisebbek az alapharmonikusnál. Nagy értékűnek kellene tehát lennie a frekvenciatöbbszörözésre vonatkozott meredekségnek és így a kivehető teljesítménynek is. A valóságban azonban a frekvenciasokszorozás hatásfoka a beadott egyenáramú teljesítményre vonatkoztatva nem több egy-két százaléknál.

A frekvenciasokszorozó klisztron hasonlít az erősítőhöz, de a kimenőüreg a bemenő-frekvencia valamely magasabb harmonikusára van hangolva. Így természetesen a csomósítási tényező értéke sem azonos a két üregben, amelyek alakra is különböz-

nek egymástól. Mivel a magasabb értékű Bessel-függvények erősen változtatják értéküket, ha az nk argumentum és különösképpen ha k változik, igen fontos a frekvenciasokszorozó csőben k értékének pontos betartása. Ez azt jelenti, hogy az elektronok repülési sebességét meghatározó U_0 feszültség értékét még pontosabban kell betartani, mint az erősítőknél.

2.6. Elhanyagolt jelenségek

Az eddig közöltek annyi egyszerűsítést tartalmaznak, hogy az eredmény nem egyezik mindenben a tapasztalatokkal. Ennek a fejezetnek az a célja, hogy rámutasson néhány eddig elhanyagolt körülményre és megbecsülje azok befolyását.

Feltételeztük eddig, hogy a vezérlés teljesítménymentesen történik, mert a vezérlőüregbe belépő nyaláb teljesen modulálatlan és így ugyanannyi elektron nyer gyorsulást, mint amennyi fékeződik. A pontosabb vizsgálatnál azonban figyelembe kell vennünk, hogy az elektronok sebessége már az üregben megváltozik és ezért nem egyforma idő alatt repülnek át a két rács között. Azok az elektronok, amelyek már belépéskor fékező mezőbe kerültek, hosszabb ideig tartózkodnak a vezérlőtérben és egyrészük megéri azt, hogy a tér iránya megfordul; viszont az eleve felgyorsuló elektronok gyorsabban lépnek ki a térből és közülük kevesebb éri meg a tér irányának megfordulását. Végeredményben tehát az elektronok által felvett teljesítmény nagyobb lesz a leadottnál. Ezt a teljesítményt a vezérlőkörnek kell fedeznie. Az áthaladó elektronnyaláb csillapító ellenállást jelent, amelynek nagysága a pontosabb számítás szerint erősen függ a repülési szögtől. Kis (Θ_1) repülési szög esetében az ellenállásra a következő összefüggés áll:

$$\frac{1}{R} = \frac{\Theta_1^2}{24} \cdot \frac{I_0}{U_0} \cdot \tag{2.29}$$

Ez az ellenállás természetesen párhuzamosan kapcsolódik az üregrezonátor saját veszteségeiből eredő (Joule-hatás stb.) ellenálláshoz. Nagy repülési szögnél a (2.29) összefüggés bonyolultabb, mert a csillapítás értéke periodikusan változik és pl. $2\pi < \Theta_1 < 3\pi$ között negatív előjelű. Ez az érdekes adat azt jelenti, hogy ha veszteségmentes üregrezonátoron elektronnyaláb halad át olyan sebességgel, hogy a repülési idő kb. másfélszerese legyen az önfrekvenciának megfelelő periódus-időnek, akkor a rendszerben rezgésnek kell keletkeznie.

Ha azonban az üreg veszteségei olyan nagyok, hogy a megfelelő párhuzamos veszteségi ellenállás értéke alacsonyabb, mint a nyaláb által létrehozott negatív ellenállás, úgy nem jöhet létre rezgés. A valóságban alig lehetséges megfelelően veszteségmentes rezonátorokat előállítani, ezért az ismertetett elven működő együreges oszcillátorcsőnek jelenleg nincs műszaki jelentősége (Rostás-féle monotron).

A sebességmodulációs erősítőcsövek üregeiben a repülési szög általában $\Theta_1 < 2\,\pi$, tehát ott valóban csillapítással kell számolnunk.

A repülési idő egyik további hatása az, hogy a sebességmoduláció folytán keletkező csomósodás már az üregben kezdetét veszi. Ez a hatás azonban a gyakorlat szempontjából nem jelentős.

A második üregben lejátszódó folyamatok is bonyolultabbak, mint ahogyan eddig láttuk. Az áthaladó elektronáram nem tiszta váltakozóáram, hanem egyen- és váltakozóáram összege. Mivel a váltakozóáram hatására feszültség keletkezik a két rács között, az egyenáram szempontjából ugyanolyanok a viszonyok, mint az első üregben, ahol külső forrásból származik a váltakozófeszültség. Ebből az következik, hogy amíg a váltakozóáram teljesítményt ad át az üregnek, az egyenáram ennek a teljesítménynek egyrészét elvonja. Az egyenáram csillapító hatását ugyanúgy kell számolnunk, mint a vezérlőüregnél (2.29 egyenlet). Azonos repülési idők esetén a két csillapító ellenállás számértéke is egyforma.

A második üreg villamos tere egyébként természetesen maga is kiindulópontja egy újabb sebességmodulációnak, ez azonban kétüreges csöveknél gyakorlati szempontból érdektelen, hiszen a nyaláb a második üreget elhagyva a kollektor-elektródára fut.

Sokkal fontosabb eltérést okoz az egyszerű elmélettől, ha a vezérlő váltakozófeszültség nem olyan csekély értékű, hogy a számításokban a másodrendűen kicsiny tagok (váltakozó mennyiségek szorzatai) jogosan lennének elhanyagolhatók. A hiba nem tekinthető súlyosnak, amíg $U_1 < 0{,}2\,U_0$, de sok esetben kell ezt a határt átlépni, hogy a csomósodás kialakulásához ne legyen szükség túlságosan hosszú elektronpályákra. A nagy jelek által okozott eltérés egyébként nem kedvezőtlen, mert a csomósodás fokozásában nyilvánul meg. Az optimális érték 1,84 helyett alacsonyabb szintre tolódik el és így a szükséges elektronpálya még jobban megrövidül.

Az eddigiekben egyáltalában nem vettük tekintetbe azt, hogy az elektronokra nemcsak a külső villamos és mágneses

tér hat, hanem a saját töltésük által létrehozott tér is. Most azonban ennek a következményeit is megvizsgáljuk. Az első következmény az, hogy az elektronnyaláb nem hengeralakú, hanem az elektronok közötti taszítóerő folytán kitágul. A tértöltés által létrehozott elektrosztatikus térerő sugárirányú és a nyaláb szélén első közelítésben

$$E_r \approx \frac{1}{2} \frac{\varrho_0}{\varepsilon_0} a, \tag{2.30}$$

ahol a nyaláb sugara a és a tértöltés sűrűsége ϱ_0.

A sugárirányú gyorsulás

$$\frac{\mathrm{d}^2 r}{\mathrm{d}t^2} \approx \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{\varrho_0}{\varepsilon_0} a. \tag{2.31}$$

A szélső elektronok pályáját tehát a következő egyenlet jellemzi:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} \approx \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{\varrho_0}{\varepsilon_0} \frac{a}{v_0^2}. \tag{2.32}$$

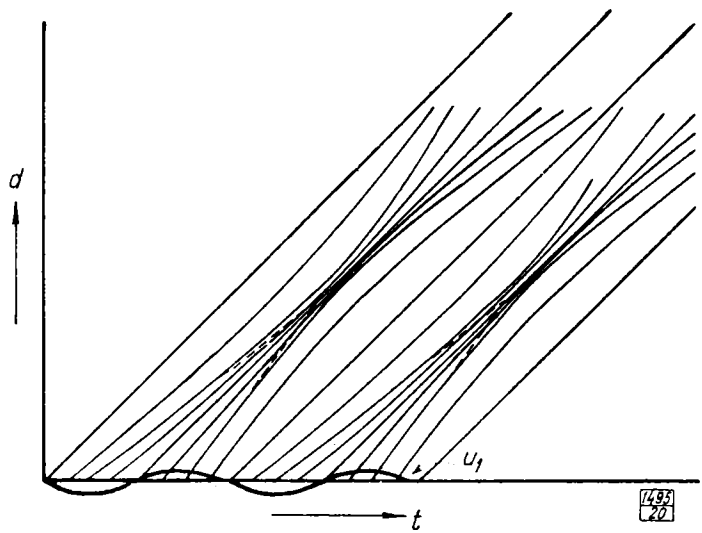
A nyaláb eszerint parabolikus tölcsérhez hasonló alakot vesz fel. Pontosabb számításnál természetesen azt is figyelembe kell venni, hogy eközben a értéke változik. A pontosabb számításnak azonban csak ott van jelentősége, ahol a nyaláb hossza valóban nagyságrendekkel nagyobb a keresztmetszetnél. Ez az eset főleg a haladóhullámú csöveknél lép fel. Ezért a nyaláb tágulásával részletesebben a tanulmány második részében, a VII. fejezetben foglalkozunk és ott tárgyaljuk azokat az eszközöket is, amelyekkel a tágulás leküzdhető.

A kisebb sebességmodulációs csövekben a tágulás szerepe csupán annyi, hogy a nyaláb mentén csökkenti a tértöltéssűrűség egyenáramú értékét és ezzel a csomósodás fokát is.

Sokkal nagyobb azonban annak a jelentősége, hogy az elektronok közötti sztatikus tér természetesen követi a tértöltéssűrűségnek minden változását. A csomósodás tehát nagyfrekvenciás villamos teret teremt. Minél közelebb kerülnek egymáshoz az elektronok, annál nagyobb lesz köztük a taszítóerő. Ez visszahat az elektronok z irányú sebességére. Az elektronok «menetrendjében» ezt is tekintetbe kell vennünk. A valóságos helyzetet nem a 17. ábra, hanem a 20. ábra közelíti meg, amelyből kiderül, hogy az elektronok sűrűsége a csomósodás maximumában sem növekedhetik minden határon túl.

A maximális csomósodás nem a $k = 1{,}84$ helyen, hanem kisebb k értéknél lép fel.

A 20. ábrán azt is látjuk, hogy a maximális csomósodás helyén valamennyi elektron sebessége egyformává válik. (Az elektronok haladását jelképező görbék párhuzamosakká válnak.) A tértöltés hatása azonban ezután is tart. Az az elektron, amely előbb a leggyorsabb volt, a leglassúbbá válik, az eredeti-



20. ábra. Elektronok menetrendje» a tértöltés figyelembevételével. Az elektronok sűrűsége mindenütt véges. Összehasonlítandó a 17. ábrával

leg lassú elektronok pedig tovább gyorsulnak. Ennek következtében a nyalábban előbb ritkulás, később pedig újabb csomó fog kialakulni.

Ez a periodikusan ismétlődő jelenség szükségszerűen következik az energia megmaradásának elvéből. Az az egyszerű elmélet, amelyet a megelőző fejezetben tárgyaltunk, nem veszi tekintetbe azt, hogy a sűrűsödés és ritkulás kialakulása elektrosztatikus tér kialakulását is jelenti. Fel kell vetni a kérdést, honnan nyeri energiáját ez a tér, hiszen a nyaláb az első üregből való kilépés után semmiféle külső erőnek nincs alávetve. Az energia forrása nem lehet tehát más, mint az elektronok sebességkülönbségében rejlő mozgási energia. Ezért kell el-

tűnniük a sebességkülönbségeknek azon a helyen, ahol a villamosenergia legnagyobb értékét veszi föl. Az is világos, hogy a nyaláb egy további helyén az elektrosztatikus energiatöbblet újból mozgási energiává alakul át, tehát ott, ahol a nyaláb újból közepes sűrűségűvé válik, ismét az eredeti nagyságban kell fellépniök a sebességkülönbségeknek.

A tértöltés sűrűségének ez a periodikus ingadozása természetesen csak akkor alakulhat ki, ha a nyaláb hosszú utat fut be. Hosszú elektronpályákkal inkább a haladóhullámú csöveknél találkozunk. Ez az oka annak, hogy a tértöltéshullámokkal részletesebben a tanulmány második részében foglalkozunk. Itt csak annyit emelünk ki, hogy a sűrűség- és sebességingadozások szabályosan váltogatják egymást, a maximumok közötti távolság pedig az egyenáramú tértöltéssűrűségtől függ. Ez áll a vezérlőüreg és az első csomósodás közötti távolságra is. Nagy gyorsítófeszültség, kis áramerősség és nagy nyalábkeresztmetszet esetében a tértöltés hatása lényegtelen, és a csomó majdnem az egyszerűbb elmélet által előírt $k = 1{,}84$-nek megfelelő helyen lép fel. Ellenkező esetben azonban a csomó a kiindulási ponthoz közelebb alakul ki. Még lényegesebb az, hogy a tértöltés hatása folytán az áram váltakozó összetevője nem éri el az egyszerű elméletben megadott maximális értéket. Ez egyik fő oka annak, hogy a hatásfok messze alatta marad az elméleti 58%-os értéknek. Különösen erősen csökken az áramban a nagyobb frekvenciájú harmonikus összetevők értéke és ezzel együtt a frekvenciasokszorozásnál elérhető teljesítmény is.

HARMADIK FEJEZET

A KÉTÜREGES KLISZTRON

Az eddigiekben elvi alapon tárgyaltuk a sebességmodulációs csövek működését. Most rátérünk a gyakorlati következtetésekre. Tüzetesebb vizsgálat alá vonjuk a sebességmodulációs csövek felépítését és tulajdonságait.

Újból le kell azonban szögeznünk itt, hogy ennek az elvnek fő alkalmazása a mikrohullámú csőtechnikában ma is az oszcillátorcsövek területe. A kis teljesítményű reflex-klisztron és a nagyteljesítményű többüreges klisztron-oszcillátor elterjedése mellett az erősítőcsövek jelentősége eltörpül. Ennek az okait is ki fogjuk fejteni. Egyébként a mikrohullámú oszcillátorcsövek tárgyalása nem tartozik ennek a tanulmánynak a feladatkörébe, ezeket csupán röviden tárgyaljuk az általunk ismertetett erősítőcsövekkel való rokonság szempontjából (XI. fejezet).

Általában az erősítőcsövek tárgyalásánál három kérdés lép előtérbe: a működési frekvenciasáv, a hatásfok és az erősítés mértéke. Többfokozatú erősítő első fokozatában a harmadk kérdés, utolsó fokozataiban a második kérdés a döntő. Az erősítés mértéke mellett fontos az erősítők saját zajának nagysága is.

Erősítőcsövek megválasztásánál további fontos szempont az, hogy a cső feszültség- és áramigényei könnyen kielégíthetők legyenek és hogy a csőnek a készülékbe helyezése minél kevesebb hangolási vagy beállítási műveletet tegyen szükségessé. Gazdasági szempontok ezenkívül azt is megkövetelik, hogy a cső konstrukciója és technológiája minél egyszerűbb legyen és ugyanaz a típus minél többféle készülékben legyen alkalmazható.

3.1. Frekvenciahatárok

Éppúgy, mint a klasszikus elektroncsöveknél, a klisztronnál is a bemenő- és kimenőkör jósága határozza meg a nagyfrekvenciás erősítés frekvenciasávját. Nem változtat ezen az a

tény, hogy egyszerű rezgőkörök helyett üregrezonátorokat alkalmazunk, hiszen említettük, hogy legmélyebb rezonanciájuk környékén ezek is rezgőkörök módjára tárgyalhatók.

Itt is érvényes az a szabály, hogy az elérhető erősítés fordítva arányos a sávszélességgel. A nagy sávszélesség a rezgőkör- illetve üregrezonátor jóságának a csökkentését kívánja meg. Ebben az esetben pedig csökken az adott teljesítménynél nyerhető feszültség. Igaz, hogy mikrohullámon a közepes jelfrekvencia olyan nagy, hogy még aránylag csekély viszonylagos sávszélesség mellett is több Mc/s szélességű sáv vihető át, de az is tény, hogy a korszerű modulációs eljárások gyakran ennél is szélesebb sávot használnak fel.

Ha önmagában vizsgálnánk egy erősítő-fokozatot, amelynek bemenő- és kimenőköre teljesen azonos, a sávszélességet egyszerűen meghatározná a két azonos rezonanciagörbe összeszorzásából kiszámítható érték:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{1}{Q} \,. \tag{3.1}$$

(A Δf sáv határain az erősítés az f_0-hoz tartozó erősítéshez képest 3 dB-lel kisebb.) A valóságban nem ilyen egyszerű a helyzet, a bemenőkör számításánál a rezonátor saját csillapításán kívül figyelembe kell venni azt, hogy az áthaladó elektronnyaláb energiát von el, tehát terhelést jelent és ezzel a kör jóságát kis mértékben csökkenti. További csillapítást jelent a szekunder elektronok hatása, amely elméletileg nem számolható. A kimenőkörben döntő szerepe a második rezonátorhoz csatolt külső terhelésnek van, amely természetesen erősen csökkenti a kör jóságát. A fokozat sávszélességét tehát elsősorban a bemenőkör határozza meg. A szokásos alakú üregek és közepes nagyságú elektronnyalábok felhasználása esetében $\Delta f / f_0$ nagyságrendje $^1/_{1000}$ körül van.

A klisztronok üregeit két osztályba sorozhatjuk: az egyik kivitel az ún. «belső üreg», amelyben a rezonátor fala egyúttal nagy részben azonos a vákuumot körülzáró fallal; a másik a «külső üreg», amelyben a rezonátor nagyobb része a csőburán kívül van és üvegbe forrasztott fémtárcsákon keresztül folytatódik a csövön belül.

Mindkét esetben igen súlyos probléma a hangolás kérdése. Amilyen egyszerű megoldás a klasszikus rezgőkörnél a forgókondenzátor vagy a változtatható induktivitás, olyan nehéz

feladat egy zárt üreg geometriai méreteit úgy megváltoztatni hogy rezonanciája jelentős mértékben eltolódjék.

Különösen nehéz a kapacitív teret deformálni, amelynek nagy része minden megoldásnál a cső belsejében a sebességmodulációt végző rácsok között van. Gyakorlatibb megoldás az üreg többi részének a deformálása, ami inkább az induktivitás változtatásával analóg. Bizonyos esetekben az üreg fémfalai rugalmas kiképzésűek és mechanikai erővel hajlíthatók. Máskor ahhoz a megoldáshoz folyamodnak, hogy csavarokat hajtanak be az üreg belső részébe, esetleg dugattyút mozgatnak benne. A hangolási tartomány általában nem nagyobb 5%-nál. Természetesen különlegesen megszerkesztett üregekkel sokkal tágabb határok között lehet biztosítani a hangolást, de az ilyen üregeknél kisebb lesz a jóság, tehát az erősítés is.

A legfőbb nehézség az, hogy eközben biztosítani kell, hogy a két üreg állandóan ugyanarra a frekvenciára legyen hangolva. Ez bonyolult mechanikai megoldásokat tesz szükségessé. Ha a két üreg egymástól el van hangolva, igen nagy mértékben romlik az erősítés. Kismértékű elhangolás azonban járhat bizonyos haszonnal, mert lehetővé teszi, hogy a frekvenciaátvitel görbéje a sávszűrőknél ismert laposabb alakot vegye fel.

3.2. Erősítés

A korszerű híradástechnikai számításokban erősítésen általában a teljesítmény erősítését értik. Ez logikusabb, mint ha a feszültségerősítést számoljuk, mert a feszültség szintjét egy berendezésben a különböző transzformátorok is változtatják. Mikrohullámú erősítőknél ez fokozott mértékben igaz, hiszen mikrohullámon csak a villamos és mágneses térerősséget lehet valóban mérhető mennyiségnek tekinteni. A klisztron üregrezonátorainak tárgyalásánál felhasználtuk ugyan a feszültség fogalmát, de ezt csak az analógia kedvéért tettük. Természetes, hogy formai egyszerűsítést jelent, ha az üregeket rezgőköröknek tekintjük és a teljesítményt a feszültségek, valamint a párhuzamos ellenállások, illetve vezetőképességek értékéből számoljuk.

A teljesítményerősítést kétféle módon lehet megadni: vagy mint a kimenő- és bemenőteljesítmény viszonyát (P_2/P_1), vagy pedig dB-ben

$$n = 10 \log \frac{P_2}{P_1} . \tag{3.2}$$

A kétüreges klisztron erősítésének számításánál abból az egyszerű esetből indulnak ki, amikor a bemenő- és kimenőkör rezonanciában van. Ebben az esetben a bemenőkör összes veszteségeit egyetlen G_1 párhuzamos vezetőképesség képviselheti, amelybe mind a Joule-hő, mind az elektronnyaláb által felvett teljesítmény okozta veszteségeket belé kell értenünk. A vezérlés által fogyasztott bemenőteljesítmény

$$P_1 = \frac{1}{2} G_1 U_1^2. \tag{3.3}$$

A kimenőkörben fellépő összes teljesítmény egy része a kimenet összes veszteségeit fedezi, más része adja a kimenethez csatolt külső terhelésen fellépő hasznos teljesítményt. A kimenőkört tehát rezonanciában két párhuzamosan kötött vezetőképességgel helyettesíthetjük: G_k az üreg veszteségeire, G_t pedig a terhelésre vonatkozik. A váltakozóáram által leadott teljesítmény értéke:

$$P = \frac{1}{2} \frac{I_1^2}{G_k + G_t} \cdot \tag{3.4}$$

A terhelés által felvett hasznos teljesítmény értéke pedig:

$$P_2 = \frac{1}{2} \frac{I_1^2}{G_k + G_t} \cdot \frac{G_t}{G_k + G_t} \cdot \tag{3.5}$$

Ha visszatérünk a meredekség fogalmára, az erősítést egyszerűen kifejezhetjük:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{S^2 G_t}{(G_k + G_t)^2 G_1} \cdot \tag{3.6}$$

A fenti egyenlet szerint az erősítés főként a meredekség értékétől függ. Vizsgálat alá kell tehát vennünk azt a kifejezést, amelyet a második fejezetben nyertünk a meredekségre:

$$|S| = \frac{m^2 I_0}{U_0} \Theta_2 \frac{J_1(k)}{k} \cdot \tag{2.27a}$$

Ha abból indulunk ki, hogy egészen kis jelek esetében a cső nyilván messze van a teljes kivezérlés állapotától, tehát $J_1(k)$ függvény első maximumától, akkor a Bessel-függvény sorbafejtésével nyerhetünk közelítő kifejezést:

$$J_1(k) \approx \frac{k}{2} - \frac{k^3}{16} \cdots \tag{3.7}$$

Durva közelítést az első tag felhasználásával érünk el. A kis jelek esetében fellépő kezdeti meredekség tehát

$$|S_0| = \frac{I_0}{U_0} \frac{m^2}{2} \Theta_2, \tag{3.8}$$

feltéve, hogy mindkét üregben azonos a repülési idő.

A klisztron működésére jellemző, hogy a meredekség erősen függ a jel nagyságától és növekvő jelnél csökken. Általában

$$|S| = |S_0| \; 2 \frac{J_1(k)}{k} . \tag{3.9}$$

Első pillanatra az a benyomásunk, mintha a klisztron kezdeti meredekségét tetszés szerinti mértékben lehetne fokozni, azzal az egyszerű szerkezeti fogással, hogy növeljük a Θ_2 repülési szöget, illetve a két üreg közti távolságot. Nem szabad azonban megfeledkeznünk a tértöltés hatásáról. Ez nemcsak abban nyilvánul meg, hogy a kialakuló csomók sűrűsége és így az áram első harmonikus összetevője is kisebb értékű, mint ahogy azt a (2.24) egyenlet mondja. Ez ugyanis csak a nagyobb jelekre vonatkozó meredekség-érték csökkentését jelentené. A tértöltés-hatás azonban korlátozza Θ_2 értékének megválasztását és ezzel a kezdeti meredekséget is. A tértöltés egyenáramú hatása azt idézi elő, hogy az elektronnyaláb kitágul, és bizonyos távolság megtétele után a cső falába ütközik. A nyaláb kitágulását legfeljebb a VII. fejezetben tárgyalandó eszközök segítségével lehetne megakadályozni, de ekkor is fennmarad az a tengelyirányú elektrosztatikus hatás, amelyet a csomókban sűrűsödő elektronok gyakorolnak egymásra. Mint ahogy láttuk (2.6 fejezet), ez a hatás a sebesség modulációjával ellentétes, és azt bizonyos távolságban megszünteti. Ez a távolság annál nagyobb, minél kisebb a tértöltés sűrűsége. Kis tértöltés-sűrűséget viszont kis I_0 és nagy U_0 segítségével lehet elérni. A kezdeti meredekség kifejezésében szereplő két tényezőt tehát nem tudjuk egyidejűleg növelni. Ennek következtében a meredekség nagyságrendje általában ritkán magasabb, mint 0,1 mA/V. Az elérhető maximális erősítést a (3.6) egyenlet alapján akkor kapjuk, ha $G_k = G_t$, vagyis a teljesít-

mény felét hasznosítjuk. Ez természetesen nem azonos a legjobb hatásfokkal. A legnagyobb erősítés így

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{S^2}{4G_1G_k} \cdot \tag{3.10}$$

További vizsgálatra van szükség annak eldöntésére, hogy milyen arányban kell a bemeneti és kimeneti veszteségeknek megoszlani a Joule-hő és az áthaladó nyaláb által felvett energia között. A számítás szerint az optimális erősítés feltétele mindkét esetben az, hogy az üreg és a nyaláb okozta veszteségek egyenlő nagyok legyenek. Ha az üreg párhuzamos ellenállását durva becsléssel 200 000 Ω-nak vesszük, akkor egyforma üregek mellett ($G_1 = G_k$) az erősítés általában 10 és 100 között van. Ez az érték, amely 10—20 dB-nek felel meg, lényegesen kisebb, mint a tértöltésvezérlésű csövekkel közepes frekvencián könnyen biztosítható 50 dB (300-szoros feszültségerősítés), amelyhez még azt is meg kell jegyeznünk, hogy nagyobb viszonylagos sávszélességre vonatkozik.

3.3. Hatásfok

A hatásfok vizsgálatánál nem indulhatunk ki a fenti erősítési adatokból. Jó hatásfokot akkor kapunk, ha a csomósodás foka eléri azt a maximumot, amely az adott töltéssűrűség mellett egyáltalában elérhető. Tekintettel az aránylag kicsi erősítésre, ezt az erős kivezérlést csak erős bemenőjel mellett lehet elérni. Ebben az esetben azonban a meredekség és vele az erősítés is kisebb, mint a gyenge jelnek megfelelő kezdeti meredekség értéke.

A kivezérlésnek a kimeneten fellépő váltakozófeszültség is határt szab. Már említettük, hogy a váltakozófeszültség csúcsértéke nem emelkedhetik az üregek és a gyorsító elektródák közös egyenfeszültségi szintjénél magasabbra, mert különben a második üreg elektrosztatikus tere bizonyos fázisban visszatérésre kényszerítené az elektronokat, és ezzel megzavarná az energiacsere folyamatát. A vezérlés folytán azonban az elektronok egy része kisebb sebességgel érkezik, és ezért már kisebb feszültségnél visszaverődik. Ennek folytán a megengedhető feszültségamplitudó nem lehet több, mint az anódfeszültség 70—80%-a.

Mindebből az következik, hogy a legnagyobb hatásfok biztosítására a terhelő ellenállást kisebb értékűre, illetőleg a vezető-

képességet nagyobb értékűre kell választani, mint ahogy a legnagyobb erősítés feltétele előírná. A helyes illesztés értéke

$$G_t \geq \frac{I_1}{\alpha U_0} - G_k, \tag{3.11}$$

ahol I_1 a váltakozóáram amplitudóját jelenti, α pedig a megengedhető feszültségkivezérlést. Az egyenlet bizonyos formai hasonlóságot mutat a kisfrekvenciás pentódák illesztési szabályához. A hasznos teljesítmény értéke

$$P_2 = \alpha m U_0 I_1 \frac{G_t}{2(G_t + G_k)} \cdot \tag{3.12}$$

Mivel a váltakozóáramú I_1 összetevő csúcsértéke a tértöltéshatás és a rácsok okozta egyenáramú veszteség folytán csupán kb. fele az egyenáramnak és ezenkívül a teljesítmény bizonyos hányada az üregben elvész, a hatásfok általában 10% körül mozog.

Ezt az értéket csak az illesztés optimális beállításával lehet felülmúlni (3.11), ami gyakorlatban nem mindig oldható meg.

3.4. Modulációs lehetőségek

Az erősítő klisztronban legkönnyebben az egyenáram és egyenfeszültség értéke változtatható. Érdemes tehát megvizsgálni, hogy ezek segítségével milyen modulációs eljárásra nyílik lehetőség.

Állandó anódfeszültség mellett az egyenáram változtatására akkor van mód, ha — mint ahogy az sok típusban található — a katód és a nagy egyenfeszültségű gyorsítórács vagy vezérlőüreg között még egy kisfeszültségű rács van. Egyenáramú szempontból így a rendszer a közönséges triódákhoz hasonlóvá válik.

Mivel a kezdeti meredekség az egyenárammal arányos, az anódáram változtatásának hatására első közelítésben négyzetesen változik a teljesítmény, ami lineáris amplitudómodulációnak felel meg. Nagy modulációs mélység esetében ez az arányosság megszűnik, mert a csomósodás kialakulására a töltéssűrűség és így az egyenáram nagysága is befolyással van.

Vizsgáljuk meg, mi történik, ha a gyorsítófeszültséget változtatjuk. Ha a csőben nincsen külön áramszabályozó rács, a feszültség természetesen befolyásolja az egyenáram értékét is,

és ezzel előidézi a fent leírt modulációt. A feszültség változtatásának legfontosabb hatása azonban nem ez, hanem a fázismoduláció. Ha ugyanis a gyorsítófeszültséggel változtatjuk a sebességet, ezzel együtt változik a Θ_2 repülési szög is, mivel

$$\Theta_2 = \frac{2\pi fz}{v} = \frac{2\pi fz}{\sqrt{\frac{2e}{m}U}}. \tag{3.13}$$

Kis változások esetében $\Delta\Theta_2 \approx \frac{\Delta U}{2U_0}\Theta_2$.

Mivel Θ_2 20 radián nagyságrendjében van, már tízszázalékos feszültségváltozás radián nagyságrendű eltérést jelent a repülési szögben. Mivel pedig a repülési szög szabja meg a kimenőfeszültség fázisát a bemenőfeszültség fázisához képest, ez egyúttal radián nagyságrendű fázismodulációt jelent. Mivel egy rezgés fázisszögének az idő függvényében való változtatása egyenértékű a frekvencia változtatásával:

$$U \sin [\omega t + \varphi(t)] = U \sin [\omega + \mathrm{F}(\varphi)]\, t, \tag{3.14}$$

tehát a fázismoduláció frekvenciamodulációt is jelent.

A repülési szög szerepel a meredekség képletében is, amelyet U_0 változása közvetlenül is befolyásol. Az amplitudóban fellépő változás azonban mindenesetre elhanyagolható jelentőségű a fázis-, illetve frekvenciamoduláció mellett.

3.5. A klisztron zaja

A korszerű erősítőcsövek felhasználásának többnyire a zaj szab határt. Minden elektroncsőben keletkezik zaj; ennek az oka abban keresendő, hogy az áram nem teljesen folytonos, hanem elektronok sokaságából áll. Sőt minden villamos ellenállás sarkain is fellép bizonyos zaj (Johnson-zaj), amely minden frekvencián egyforma nagyságú. Ennek a zajteljesítménynek értéke bizonyos frekvenciasávban az ellenállás értékétől függetlenül $P_{z0} = 4kT\,\Delta f$, ahol k a Boltzmann-féle állandó ($k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Ws), T az abszolút hőmérséklet fokokban, Δf pedig a frekvenciasáv. Ha az ellenállást úgy tekintjük, mint generátort, amelyhez egy ideális erősítő bemenete van tökéletesen illesztve, akkor az erősítésre kerülő teljesítmény a fenti érték negyedrésze, tehát $kT\,\Delta f$ lesz.

Ebből az is következik, hogy ha lenne teljesen zajtalan elek-

troncső, ez is szolgáltatna bizonyos mértékű zajt a kimenetén: t. i. a saját bemenő-ellenállása által szolgáltatott zaj felerősítését. A valóságban azonban ehhez járul még a csőben termelt zaj is. Ha ebből a szempontból hasonlítjuk össze egymással az erősítőcsöveket, azt szoktuk megadni, hogy a kimenetben tényleg tapasztalt P_{zk} zajteljesítmény hányszor nagyobb annál, amelyet egy ideális zajtalan cső szolgáltatna. Ez a szám a zajtényező, amelynek értékét rendesen dB-ben fejezik ki.

$$Z\,T = 10 \log \frac{P_{zk}}{P_{z0}} \cdot \frac{P_2}{P_1} . \qquad (3.15)$$

Ha tehát feltételezzük, hogy egy jel akkor ismerhető fel, ha legalább akkora, mint az illető frekvenciasávban fellépő zaj (bár a korszerű kommunikáció-elmélet alapján ennél kedvezőtlenebb esetben is ki lehet hámozni a jelet), akkor az ideális 0 dB zajtényező azt jelentené, hogy 1 Mc/s sávszélességű erősítővel még $4 \cdot 10^{-15}$ W teljesítményű jel mutatható ki. Ha azonban a cső zajtényezője 20 dB, akkor már 100-szor nagyobb jelre van szükségünk és ezen nem tudunk változtatni, bármennyire is fokozzuk az erősítést.

Az elektroncsövek zaja kisebb frekvenciákon úgy jelentkezik, hogy a cső anódáramának apró szabálytalan ingadozásai a kimenőkörben feszültségesést okoznak. Mikrohullámokon bonyolultabb a helyzet.

Az erősítő klisztron kimenetében fellépő zajteljesítménynek több különböző forrása van. A kimenőüregben mint áramköri elemben fellép a minden ellenállásra jellemző úgynevezett Johnson-zaj, amelynek nagyságát a fentiek szerint a Δf sávszélesség, vagyis az üreg jósága szabja meg. Ugyanilyen Johnson-zaj lép fel természetesen a bemenőkörben is, ezt azonban a cső szabályosan erősíti, éppúgy, mint akármilyen külső forrásból eredő jelet.

Éppúgy, mint a tértöltéses csöveknél, itt is fellép az anódáram szabálytalan ingadozásaiból eredő zaj: az ú. n. sörétzaj. Az elnevezés azt iparkodik szemléletessé tenni, hogy az ingadozások oka az áram szemcsés, egyes elektronokból álló szerkezete. Az ingadozásokból eredő árammoduláció, amely minden frekvencián ugyanakkora értékű, a kimenőkörnek teljesítményt ad át.

Ez az árammoduláció azonban már a katódból, illetve a tértöltésfelhőből való kilépéskor keletkezik, tehát már akkor is megvan, amikor az elektronnyaláb az első üregen áthalad. Ennek következtében már az első üreg felvesz a nyalábból

bizonyos zajteljesítményt. Az üregben indukált zajfeszültség ugyanolyan csomósító hatást gyakorol az elektronokra, mint bármilyen külső jel. A cső tehát ezt a zajt felerősíti. Ez a jelenség egyébként a tértöltéses elven működő mikrohullámú csövekben is fellép. A katód és a rács között haladó elektronok sűrűségének szabálytalan ingadozása ezeknél a csöveknél is váltakozófeszültséget gerjeszt a rácson, és ez a zajfeszültség a jellel együtt kerül erősítésre.

Végül annak is jelentősége van, hogy az elektronok nem 0 kezdősebességgel lépnek ki a tértöltésfelhőből, hanem a Maxwell-féle eloszlásnak megfelelő, szabálytalanul változó kezdősebességgel. Ez a kezdeti sebességmoduláció a klisztronban az első és második üreg közötti erőmentes térben átalakul sűrűség-, illetve árammodulációvá és a második üregben feszültséget gerjeszt.

Normális esetben az erősítő klisztronban a zaj oroszlánrésze a sörétzaj bemenőköri hatásából ered. A zajtényező hozzávetőleges becslésénél tehát ezt kell figyelembe vennünk.

Az elektroncsövek elméletéből ismeretes, hogy telített diódában $\delta \overline{i^2}$, az áramingadozások négyzetes középértéke, a Δf frekvenciasávban

$$\delta \overline{i^2} = 2\, e\, I_0\, \Delta f. \tag{3.16}$$

Tértöltéses esetben pedig

$$\delta \overline{i^2} = 2\, e\, I_0\, \Delta f \cdot F^2, \tag{3.17}$$

ahol F^2 az ingadozásoknak a tértöltés okozta csökkenését kifejező tényező. Értéke a cső szerkezetétől függ (triódákban 1—5% körül van).

Ennek alapján a vezérlőüreg által felvett zajteljesítmény:

$$P_{z1} = \frac{m^2}{G} 2\, e\, I_0\, \Delta f \cdot F^2, \tag{3.18}$$

ahol m a modulációs tényező, G_1 a bemenőkör teljes vezetőképessége.

A Johnson-zaj által keltett teljes zajteljesítmény pedig

$$P_{z0} = 4\, k\, T\, \Delta f.$$

A kettő viszonya tehát

$$\frac{P_{z1}}{P_{z0}} = \frac{e\, I_0}{2\, G_1 k\, T}\, m^2\, F^2. \tag{3.19}$$

Döntő tehát az F^2 tényező jelentősége. Az elmélet szerint a tértöltés kiegyenlítő hatása csökken, ha a katód és a gyorsító-elektróda közötti repülési idő több periódusra terjed. Ugyancsak csökken az ingadozások kiegyenlítése, ha az elektronáram különböző elektródák között oszlik meg. (Ezért nagyobb a pentóda zaja, mint a triódáé.) A klisztronban pedig elég nagy a katód és a gyorsító-elektróda közötti repülési szög, a pozitív rácsok pedig jelentős áramot vesznek fel. A felsorolt két ok következtében a sebességmodulációs csöveknél rendszerint $F^2 \geq 0{,}1$. Mint a (3.15) egyenletből kiszámítható, a zajtényező értéke ezért általában 35 dB fölött van. Egyes jól megkonstruált típusoknál azonban nem több 25 dB-nél.

10 Mc/s sávszélesség esetében maga a zaj 10^{-11} W jelteljesítménnyel egyenlő nagyságú. Ez az erős zaj értelmetlenné teszi, hogy a klisztront jelen alakjában mikrohullámú vevőkészülékek bemenőfokozatában alkalmazzuk, akár sokcsatornás összeköttetésekről, akár lokátorkészülékekről lenne is szó. Az utóbbi évek elméleti kutatásai szerint ez a zaj csökkenthető. Felhasználhatjuk pl. azt, hogy az áramingadozás hatása a bemenő- és kimenőkörben koherens, tehát megfelelő fáziskülönbség esetében egymást gyengíti. A bemenőüreg erős elhangolásával csökkenthető az erősítés annyira, hogy a felerősített áramingadozás ne legyen nagyobb az eredetileg meglévő értéknél. Egyúttal beállítható köztük a szükséges 180° fáziskülönbség is. (Ha az üreg rezonanciára van hangolva, a fáziskülönbség csupán 90° lesz, mint ahogy azt a 42. oldalon más összefüggésben kifejtettük.)

Ennek a rendszernek az az elvi hátránya, hogy az erősítése is csekély. Fokozható az erősítés, ha a csőben három üreget helyeznek el, úgyhogy az első és második üreg szerepe az elektronnyaláb zajtalanítása, a jelet pedig a második üregre adjuk, és erősítés után a harmadik üregről vesszük le. A kísérleti eredmények azonban egyik megoldásnál sem voltak kielégítőek. A kis-zajú klisztron problémája a mai napig megoldatlan. Ennek egyik oka az, hogy az utolsó években a haladóhullámú csövekben új, egyszerűbb kis-zajú erősítőkre tett szert a technika, és a kutatás erre terelődött át.

3.6. Kiviteli példák

Az utolsó évtizedben forgalomba került kétüreges erősítők közül legelterjedtebb típus a 3 K 30/410 R jelű volt [5]. Itt a két üregrezonátor teljesen össze van építve a csővel. Az üregek külső fala rugalmas deformálásra alkalmas, és így néhány százalék hangolási lehetőséget biztosít.

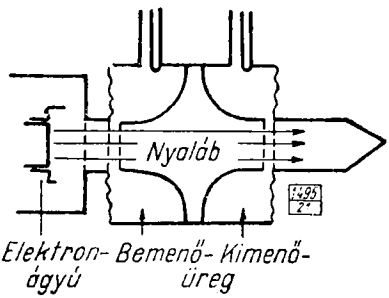
A nagyfrekvenciás kicsatolást mindkét üregben egy-egy beépített hurok biztosítja, amely koaxiális vezetékhez csatolható. A csatlakozás helye vákuumbiztosan van lezárva.

A cső műszaki adatai:

Nyalábfeszültség	2000 V
Nyalábáram	92 mA
Maximális teljesítményerősítés	14 dB
Maximális kimenőteljesítmény	18 W (10 dB erősítésnél)
Működési frekvencia	3000 Mc/s
Üreg rezonancia-ellenállása	130 000 Ω
Áramveszteség rácsonként	8%
Rácstávolság	0,23 cm
Erőmentes tér hossza	3 cm

Hasonló a felépítése a Bell-cég által gyártott 143 CT 4 jelű típusnak is. Ennek a csőnek fontosabb műszaki adatai:

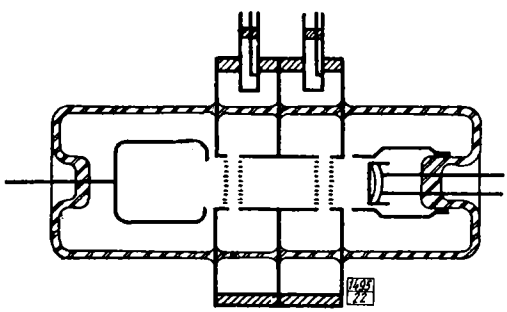
Nyalábfeszültség	1500 V
Nyalábáram	35 mA
Maximális teljesítményerősítés	18 dB
Maximális kimenőteljesítmény	5 W
Működési frekvencia	4300 Mc/s



21. ábra. Rugalmas rezonátorfalú hangolható klisztron (3 K 30) elve. «Belső üreges» típus

A felépítés másik módjánál a rácsokat üregbe forrasztott fémtárcsák tartják a cső tengelyére merőleges síkokban. Ezeket a tárcsákat a csövön kívül egészítik ki üreggé a hozzácsatolható hengerpalást alakú további elemek. Ennél a megoldásnál a rezonátor veszteségei nagyobbak. Ez a konstrukció elsősorban kisteljesítményű csöveknél alkalmazható.

Igen nagy teljesítményeknél nem ajánlatos rácsot használni. Gyakran



22. ábra. «Külső üreges» klisztron elve

egyszerűen nyílások vannak az üreg falában. Hogy a nyílások körül a tömör falak által felvett áram értéke ne legyen nagy, minden esetben gondoskodni kell a nyaláb fókuszálásáról. Ezt azokkal az eszközökkel érjük el, amelyeket a VII. fejezetben ismertetünk.

A legutóbbi időben a kétüreges klisztron jelentősége hanyatlott. Újabb alkalmazásokban helyébe a háromüreges klisztron lépett, amely mind erősítés, mind hatásfok szempontjából felülmúlja. Éppen ezért ide terelődött át a fejlesztési munka zöme is a klisztronok területén.

NEGYEDIK FEJEZET

A HÁROMÜREGES KLISZTRON

4.1. Alapelv

A II. fejezetben említettük, hogy amikor a klisztron második üregén áthalad a csomósított elektronnyaláb, egyidejűleg két különböző jelenség játszódik le: a váltakozóáram feszültséget gerjeszt az üregben, a feszültség viszont ugyanolyan vezérlő hatást fejt ki a nyalábra, mint az első üreg.

Ezt a tényt gyakorlatilag a háromüreges vagy kaszkádklisztronban hasznosították. Ebben a csőben a középső üreg nincsen csatolva semmiféle külső nagyfrekvenciás körhöz. A nyaláb, amelyben az első üreg sebességmodulációt, az erőmentes térben való haladás pedig sűrűségmodulációt keltett, áthalad a középső üregen és abban nagyfrekvenciás feszültséget gerjeszt. A feszültség amplitudója és fázisa a gerjesztőáram amplitudójától és fázisától, továbbá a kör jóságától és esetleges elhangoltságától függ.

Rezonancia esetében a fellépő feszültség

$$U_2 = \frac{m I_1}{G_2}, \tag{4.1}$$

ahol G_2 a második üreg párhuzamos vezetőképessége, m az üreghez tartozó modulációs tényező és $I_1 = 2I_0 J_1 (k)$ az áram első harmonikus összetevője.

Ez az U_2 feszültség újabb sebességmodulációt hoz létre a nyalábban, ennek a modulációnak a mélysége a (2.19) egyenlet szerint

$$\frac{m U_2}{2 U_0} = m^2 J_1 (k) \frac{I_0}{U_0} \cdot \frac{1}{G_2} \cdot \tag{4.2}$$

Ennek a második sebességmodulációnak olyan időpontban van csúcsértéke, amikor a gerjesztő váltakozóáramnak, tehát akkor, amikor éppen egy sűrűsödés, illetve ritkulás közepe

halad át a második üregen. A sűrűségi csomók közepét azonban mindig azok az elektronok alkotják, amelyek sebességét az első üreg éppen változatlanul hagyta. (Ugyanez áll a ritkulásra is.) A legnagyobb sebességváltozást a második üreg után ezek az elektronok kapják. Ebből az következik, hogy amennyiben a második üreg a jelfrekvenciára van hangolva, az első és második sebességmoduláció között pontosan 90° fáziskülönbség áll fenn.

Mivel a cső első két üregéből álló szakasz önmagában erősítőt alkot, U_2 természetesen lényegesen nagyobb, mint U_1, és így a második sebességmoduláció sokkal hatásosabb, mint az első. A nyaláb ezután újabb erőmentes téren fut keresztül, amelyben az előzőnél erősebb sűrűségváltakozás alakul ki. Ezután következik a harmadik üreg, amely a külső terheléshez van csatolva, és annak átadja a nyalábból átvett nagyfrekvenciás teljesítményt.

4.2. Nagyerősítésű csövek

A háromüreges klisztron első előnye már abban van, hogy az első két üreg által alkotott erősítőben az U_2/U_1 viszony nagyobb, mint ha ugyanolyan méretezésű erősítőnk lenne, de a második üreget szokványosan illesztett külső kör is terhelné.

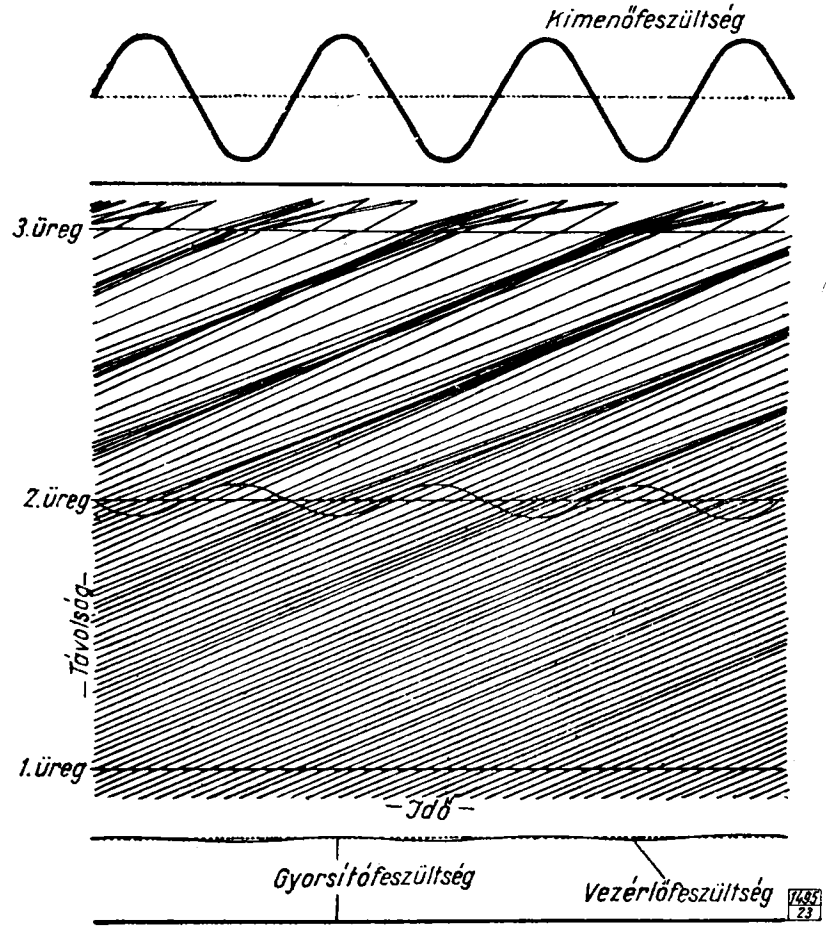
Döntő jelentősége azonban annak van, hogy a második és harmadik üreg által alkotott szakaszt újabb külön kétüreges klisztronnak tekinthetjük, amelynek erősítése a 2.5. fejezet szerint számítható. A teljes erősítés a két szakasz erősítésének szorzata. Ezerszeres vagy ennél nagyobb érték könnyen elérhető. Két külön klisztron alkalmazásával szemben a következő előnyök mutatkoznak:

1. Mivel ugyanaz az üreg az első szakasz kimenete és a második szakasz bemenete, csökkennek a veszteségek. Ha két külön klisztronban csatolnánk egymással az első kimenő- és a második bemenőüreget, U_2 értéke felére, a teljesítményerősítés pedig negyedére szállna le.

2. A felhasznált egyenáramú teljesítmény feleakkora, mert ugyanazt az elektronnyalábot használjuk fel a két szakaszban.

Az előnyök mellett azonban hátrányok is vannak. Elsősorban nem könnyű feladat három üregrezonátor összehangolása pontosan azonos frekvenciára. Még nehezebb dolog a tömeggyártás szempontjából a három üregnek együttjáró hangolható kiképzése. Ezért ez a csőtípus elsősorban ott válik be, ahol meghatározott keskeny frekvenciasávon van szükség nagy erősítésre. További hátránya a cső megnövekedett hossza. Végül

azt is meg kell említenünk, hogy minél több rács van a csőben, annál nagyobb rész megy veszendőbe az egyenáramból.



23. ábra. Elektronok «menetrendje» a háromüreges klisztronban. Az új sebességmoduláció következtében a görbék a második üregnél törést szenvednek

Bemenőfokozatokban a cső alkalmazása nem jár különös előnnyel, mert zaja nem kisebb, mint a kétüreges klisztroné, tehát a nagy erősítése ritkán használható ki.

4.3. Nagyteljesítményű csövek

A nagyerősítésű kaszkád-klisztronban a második üreg sebességmodulációja annyira erős, hogy az első sebességmoduláció hatása mellette elhanyagolható. Egészen más eredményre jutunk, ha a két sebességmoduláció összemérhető erősségű. Ebben az esetben a harmadik üreg előnye nem az erősítés fokozásában, hanem a hatásfok emelésében van. A hatásfok azért emelkedik, mert a kettős sebességmoduláció megváltoztatja a keletkező sűrűsödés eloszlását és ezzel megnöveli az áram alapharmonikusának nagyságát. Az erre vonatkozó számítások igen bonyolultak, ezért csak azt közöljük, hogy a helyes működésnek két feltétele van:

1. A cső első szakasza optimális kivezérlés környékén működjék.
2. Az első és második sebességmoduláció fázisa azonos legyen.

A második feltétel teljesítése végett a második üreget nem a jelfrekvenciára kell hangolni, hanem lényegesen nagyobb frekvenciára. A gyakorlatban a második üreg hangolhatóan van kiképezve és működés közben állítják be úgy, hogy adott viszonyok között a benne fellépő U_2 váltakozófeszültség a bemenőteljesítmény szempontjából optimális értéket és fázist vegye fel. A harmadik üreg természetesen az első üreggel együtt mindig a jelfrekvenciára van hangolva.

A háromüreges csőnek ez a válfaja nem nyújt nagyobb erősítést, mint a kétüreges klisztron, de hatásfoka lényegesen jobb, 30—40%-ot is elérhet.

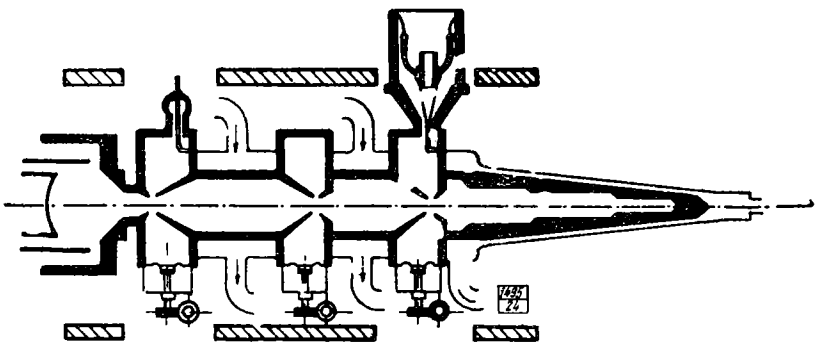
Természetes gondolatként merül fel, hogy az üregek számának további növelése az egyetlen csővel elérhető erősítést vagy hatásfokot tovább emelné. Ugyanekkor azonban fokozódnak a konstrukciós nehézségek is, amelyeket fentebb röviden érintettünk. Ez az oka annak, hogy a gyakorlatban nem találkozunk négy- vagy többüreges klisztronnal.

4.4. Kiviteli példák

A 24. ábrán egy Franciaországban kidolgozott nagyteljesítményű háromüreges klisztron vázlatát mutatjuk be [6]. A típus neve: XA 17 000. Ez a cső teljesen fémből van, vízhűtéssel. A feltüntetett külső tekercsek a nyaláb mágneses fókuszálására szolgálnak. Az üregek vastag tömör falát egyik oldalon rugalmas membrán pótolja. A három membrán három együttjáró kismotor segítségével deformálható. A cső 1500 Mc/s körüli frekvencián 10 kW nagyfrekvenciás feljesítményt ad; a hatásfokról és a hangolhatóság mértékéről nincsen adatunk.

Hasonló szerkezetű a Sperry SAL 39 típusú kaszkád-klisztron [7]. Ez a cső is vízhűtéssel és elektromágneses nyaláb-fókuszáló berendezéssel működik. Műszaki adatai:

Nyalábfeszültség	20 000 V
Nyalábáram	8,5 A
Maximális kimenőteljesítmény	25 kW
Vezérlőteljesítmény	120 W
Frekvencia, hangolható	960—1215 Mc/s között
Súly	13,5 kg
Hossz	45 cm



24. ábra. Háromüreges hangolható klisztron vízhűtéssel

A fenti adatok arra az esetre vonatkoznak, amikor a második üreg nagyobb frekvenciára van hangolva, mint az első és a harmadik. Ha mind a három üreg össze van hangolva, az erősítés 30 dB-t meghalad, de a kimenőteljesítmény kisebb mint az előző esetben.

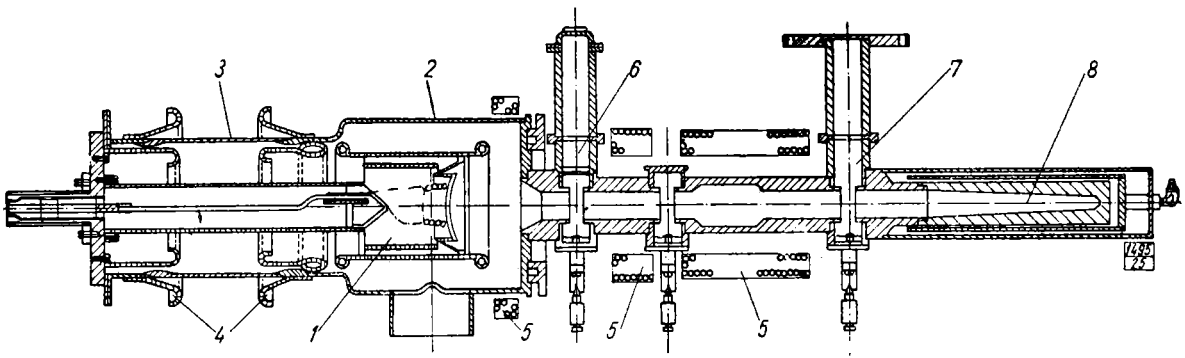
A kisebb háromüreges erősítők között megemlítjük az X 2 F 8529 típust, amelynek működési frekvenciája 2640 Mc/s. Ez a cső 3500 V feszültség és 275 mA áram mellett 100 W kimenőteljesítményt ad 23 dB erősítéssel.

Külön kell megemlékeznünk a legnagyobb eddig ismertetett erősítőklisztonról [8]. Impulzusüzemben működik, 20—30 MW csúcsteljesítménnyel. A szükséges anódfeszültség 400 000 V. A hatásfok 30% körül van. Az erősítés 35 dB, a működési frekvencia 3000 Mc/s.

Elvileg a cső szabályos háromüreges klisztron, de a rendkívül nagy teljesítmény- és feszültségértékek sok új szempontot tettek szükségessé. Így pl. az elektronsebesség nem számítható az (1.4) egyenlet alapján, hanem figyelembe kell venni a relativitás elmélete által adott módosítást, amelyet egyébként ebben a könyvben elhanyagolunk. A

$$v = c\left[1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{eU}{m_0c^2}\right)^2}\right]^{1/2} \tag{4.3}$$

egyenlet értelmében az elektronok sebessége 400 000 V-nál a c fénysebesség 80%-át teszi ki. Ennél a sebességnél új vizsgálat alá kell venni a sebességmoduláció és a sűrűségmoduláció folyamatát.



25. ábra. Húsz MW-os háromüreges erősítő-klisztron:

1 elektronágyú; *2* acélcső az ágyú tartására; *3* üvegszigetelés; *4* árnyékolók a fém—üveg összeforrasztás átütésmentesítésére; *5* fókuszáló tekercsek; *6* bemenőüreg; *7* kimenőüreg; *8* vízhűtéses gyűjtőelektróda

Igen érdekes a cső kivitele. Figyelemre méltó, hogy oxidkatódja van, 800 W fűtőteljesítménnyel. A katódszerelvény lehetővé teszi a kiégett katód kicserélését. A cső ballonjai, az üregek és a kollektor-elektróda oxigénmentes, nagy vezetőképességű rézből készülnek. A nyaláb összetartását a csövet körülvevő mágnestekercs mezeje biztosítja. A nagyfrekvenciás energia be- és kicsatolása hullámvezetőkön keresztül történik. A csatoló nyílást vas-nikkel-kobalt keretbe foglalt üvegablak zárja le. A cső vízhűtéses, és működés közben is kapcsolatban van a szivattyútérrel.

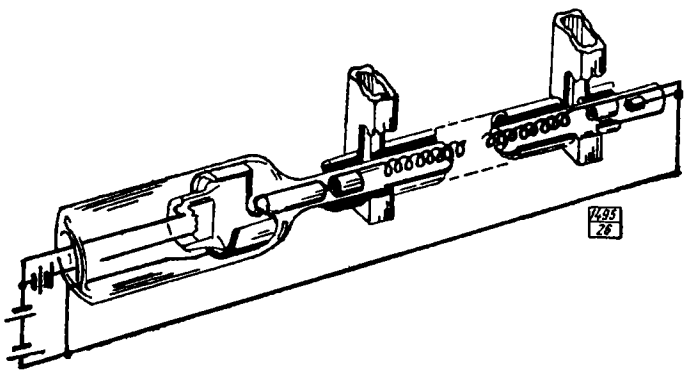
A csövet egyébként atomfizikai kutatásoknál használják fel. Érdekes megemlíteni, hogy olyan nagymértékű röntgensugárzást termel, hogy a biztonsági szabványok értelmében 3 cm vastagságú ólompáncéllal kell körülvenni. (25. ábra.)

ÖTÖDIK FEJEZET

A HALADÓHULLÁMÚ CSŐ MŰKÖDÉSE

5.1. Alapelv

Az elektroncsövek kutatásában 1945. óta talán a legérdekesebb eredmény a haladóhullámú cső. 1946-ban jelent meg róla az első közlemény, ezt nyomon követte egész sereg beszámoló az elméleti és kísérleti eredményekről, három évvel később pedig több országban elkezdődött a cső gyakorlati felhasználása mikrohullámú sokcsatornás összeköttetéseknél [9, 10, 11, 12].



26. ábra. Tipikus haladóhullámú cső elve

A cső problémái bonyolultak ugyan, de érdekesek, hiszen benne találkozik a korszerű híradástechnika sok fontos területe: mikrohullámok terjedése, új modulációs rendszerek alkalmazása, elektronoptika és csőtechnológia.

A haladóhullámú cső többszáz Mc/s sávszélességen biztosít 20—30 dB teljesítményerősítést a mikrohullámú frekvenciákon.

Hogy a cső működését megértsük, meg kell ismernünk a felépítését. A 26. ábra tipikus haladóhullámú cső vázlata. Az

elektronágyúból kilépő nyaláb tengelyirányban halad a csőben. A nyaláb pályáját spirális veszi körül, amelyen az erősítendő jel mint elektromágneses hullám halad végig. A spirálison a hullám kb. fénysebességgel halad, tengelyirányú sebessége tehát sokkal kisebb. A cső úgy van méretezve, hogy ez a tengelyirányú sebesség az elektronok sebességének feleljen meg. Már most ki kell emelnünk, hogy a spirális («helix») csupán egyik megoldási lehetőség a sok közül arra, hogy az elektromágneses hullám tengelyirányú haladását megfelelően lassítsuk. A csövet egész hosszában sokmenetes tekercs veszi körül, mely kb. 300 gauss intenzitású mágnesteret tart fenn (0,03 weber/m^2).

A haladóhullámú cső lényegében tulajdonképpen olyan különleges tápvonal, amelyen a tovább haladó elektromágneses hullám nem csillapodik, hanem erősödik. Ez az erősödés azon alapszik, hogy a tápvonal mentén egy elektronnyaláb halad, amely a hullámot befolyásolja. Ha egy közönséges tápvonalnak csillapítása van, akkor minden kicsiny dz szakaszon hővé alakul át a továbbított teljesítménynek bizonyos hányada és megfelelő arányban csökken természetesen a feszültség is. A feszültség-amplitudó csökkenése $dU = \alpha\, U\, dz$, tehát z megtett út után $U(z) = U(o)\, e^{-\alpha z}$. Matematikailag ezt úgy fejezzük ki, hogy a feszültség hullámszerű periodikus változását kifejező

$$U = U_0\, e^{j\omega t - j\Gamma z}$$

függvényében a Γ terjedési együttható komplex szám lesz:

$$\Gamma = -j\,\alpha + \beta,$$

ahol $\beta = \frac{\omega}{v}$; v a hullám terjedési sebessége, α pedig a csillapítási állandó.

Csillapítatlan hullámnál

$$U = U_0\, e^{j\omega t - j\beta z}$$

Erősítés esetén exponenciális lesz a növekedés, tehát a terjedési együttható képzetes komponense ellenkező előjelű lesz, mint előbb.

Tisztán a kifejezés szempontjából a haladóhullámú csövet jobban megilleti az erősítőcső elnevezés, mint a klasszikus elektroncsöveket vagy a kétüreges klisztront. Az utóbbiaknál két külön áramkör van: a bemenőjel megteremti a kimenőkörben

a maga felnagyított mását. A mi csövünkben azonban csakugyan az eredeti jel erősödik tovább haladás közben.

A klisztron működése alapján elméleti megfontolások nélkül is képet alkothatunk a haladóhullámú csőben lejátszódó fizikai folyamatról. A kétüreges erősítő-klisztronban az első üregbe kívülről bevezetett elektromágneses energia erőteret létesít, amely az áthaladó elektronok sebességét periodikusan megváltoztatja. Ezáltal a nyalábban az üregtől bizonyos távolságra periodikus csomósodás és ritkulás lép fel. A második üregben ezek az áthaladó elektroncsomók erősebb elektromágneses teret gerjesztenek, amelynek energiája elvezethető. A háromüreges klisztronnál a második üregben fellépő erősebb elektromágneses tér újból visszahat az elektronnyalábra és nagymértékben csomósítja azt. Ezt az ötletet azonban tovább lehet fejleszteni. Gondolatban szaporíthatjuk az üregek számát és így végül olyan szerkezethez jutunk el, amelyben az elektronok egész pályájukon elektromágneses térben haladnak. A tér csomósítja őket, a csomók viszont növelik a tér erősségét, és a kettős folyamat hatása állandóan fokozódik.

Az elektromágneses tér növekvő energiáját természetesen az elektronok mozgási energiájából nyeri, ezek lassulnak le éppúgy, mint a klisztronban. Végeredményben tehát itt is a tápegység szolgáltatta egyenáramú teljesítmény alakul át ultranagyfrekvenciás teljesítménnyé.

A fenti gondolatmenet legfeljebb arra alkalmas, hogy elfogadhatóvá tegye azt a tényt, hogy a csőben erősítés lép fel. Az erősítés pontos matematikai elmélete rendkívül bonyolult és csak különböző egyszerűsítő feltételek esetére van feltárva. Mi itt csak a kis jelek esetére vonatkozó egyszerű elméletet tárgyaljuk, mivel ez már általánosan elfogadott, és a legtöbb gyakorlati esetre jól használható közelítést ad.

5.2. Tértöltéshullámok

A 2.6. fejezetben már láttuk azt, hogy minden sebességingadozás úgy terjed tovább az elektronnyaláb mentén, hogy periodikusan ismétlődve hol sűrűségingadozásként, hol pedig eredeti alakjában jelentkezik. Ugyanez történik, ha a kiinduló jel sűrűség-, illetve áramingadozás.

A fellépő «elektronhullám» valamiféle átmenetet jelent az ismert hullámok két legfőbb osztálya: az elektromágneses hullám és az anyagi mechanikai hullám között. Félig-meddig hasonlít a hanghullámra, mert az elektronok is anyagi részecs-

kék és a hullám ezek sűrűsödéséből és ritkulásából áll. Viszont a levegő hullámaival ellentétben a részecskék között fellépő rugalmas erők itt nem mechanikai természetűek, hanem az elektronok Coulomb-féle taszításán, tehát a villamos téren alapulnak.

A következőkben az elektronhullámokra vonatkozó mennyiségi összefüggéseket ismerjük meg. Ezek a hullámok az egyenletes sebességgel haladó elektronok nyalábjában lépnek fel, de a jelenség egyszerűsítésére feltehetjük egy pillanatra, hogy az elektronok tértöltésfelhő formájában lebegnek egy erőmentes térben. Vizsgáljuk most meg azt, hogy milyen rezgésekre képes ez az elektronfelhő («elektron-plazma»). Eközben még azt is feltételezzük, hogy nyugalmi állapotban éppen ki van kompenzálva az elektronok egymást taszító tere (pl. megfelelő mennyiségű pozitív ion jelenléte által). Könnyen kiszámíthatjuk most, hogy milyen rezgések keletkeznek, ha valami külső beavatkozással megbontjuk az egyensúlyt.

A számítást azzal egyszerűsítjük, hogy térbeli változások helyett csupán egydimenziós, z-irányú változásokat tárgyalunk és az elektronfelhőt végtelen kiterjedésűnek tekintjük, hogy a határfeltételekre ne kelljen figyelemmel lennünk.

Ha a tértöltés sűrűségét egyenletesnek vesszük, Poisson egyenletéből kiszámítjuk azt a térerőt, amely egy egyensúlyi helyzetéből z távolságra elmozdult elektronra hat.

$$\operatorname{div} \boldsymbol{E} = \frac{\varrho_0}{\varepsilon} . \tag{5.1}$$

Integrálva Δz szakaszon, továbbá figyelembe véve, hogy az erő az elektront egyensúlyi helyzetébe húzza vissza, tehát Δz-vel ellenkező irányú:

$$\boldsymbol{E} = -\frac{\varrho_0}{\varepsilon} \Delta z. \tag{5.2}$$

Az elektron mozgásegyenlete

$$m \frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = e\boldsymbol{E}, \tag{5.3}$$

tehát

$$\frac{\mathrm{d}^2 z}{\mathrm{d}t^2} = -\frac{e}{m} \frac{\varrho_0}{\varepsilon} z. \tag{5.4}$$

A differenciálegyenlet megoldása

$$z = \hat{z}\, \mathrm{e}^{j\Omega t}, \tag{5.5}$$

ahol $\Omega = \sqrt{\frac{e}{m}\frac{\varrho_0}{\varepsilon}}$ a plazmafrekvencia.

A tértöltésfelhőben tehát harmonikus rezgések léphetnek fel, amelyek frekvenciája a töltéssűrűségtől függ.

Ezek után lássuk azt, hogy mi történik egy v_0 sebességgel haladó ϱ_0 elektronsűrűségű nyalábban. A tárgyalást itt is azzal egyszerűsítjük, hogy először nem vesszük figyelembe, hogy a nyaláb keresztmetszete véges, továbbá csak a tengely irányában — z-irányban — történő mozgást tételezünk fel. A nyalábban fellépő ingadozások a töltéssűrűségben, elektronsebességben és a térerőben jelentkezhetnek, és ennek megfelelően ϱ, v és $\boldsymbol{E}$ változó mennyiségekkel számolunk, amelyek az időtől és helytől (t, z) függnek. Ezeket a változó mennyiségeket a következő egyenletek kapcsolják össze egymással és az állandó mennyiségekkel:

A) A mozgásegyenlet:

$$\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial z} v_0 = \frac{e}{m}\boldsymbol{E} = \eta \boldsymbol{E}\,. \tag{5.6}$$

B) Poisson egyenlete:

$$\operatorname{div} \boldsymbol{E} = \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial z} = \frac{\varrho}{\varepsilon}\,. \tag{5.7}$$

C) A folytonosság egyenlete, amely szerint a térfogatelemben az elektronáramlás divergenciája egyenlő a sűrűség változásával.

Ezt az egyenletet — amennyiben a váltójelek kicsinyek az egyenáramú értékekhez képest — közelítő formában írhatjuk fel:

$$\operatorname{div}(\varrho v) \approx \varrho_0 \frac{\partial v}{\partial z} + v_0 \frac{\partial \varrho}{\partial z} = -\frac{\partial \varrho}{\partial t}\,. \tag{5.8}$$

Az (5.6)—(5.8) egyenleteket néhány egyszerű fogással egyszerűsíthetjük.

Differenciáljuk az (5.6) egyenletet z szerint, és az (5.8) egyenletet külön t és külön z szerint:

$$\eta \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial z} = \frac{\partial^2 v}{\partial z\, \partial t} + v_0 \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}\,, \tag{5.9}$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = -\frac{1}{\varrho_0}\frac{\partial^2 \varrho}{\partial z\,\partial t} - \frac{v_0}{\varrho_0}\frac{\partial^2 \varrho}{\partial z^2}, \tag{5.10}$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial z\,\partial t} = -\frac{1}{\varrho_0}\frac{\partial^2 \varrho}{\partial t^2} - \frac{v_0}{\varrho_0}\frac{\partial^2 \varrho}{\partial z\,\partial t}. \tag{5.11}$$

Egyesítve az (5.9)—(5.11) egyenleteket:

$$-\eta\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial z} = \frac{1}{\varrho_0}\frac{\partial^2 \varrho}{\partial t^2} + \frac{2v_0}{\varrho_0}\frac{\partial^2 \varrho}{\partial z\,\partial t} + \frac{v_0^2}{\varrho_0}\frac{\partial^2 \varrho}{\partial z^2}. \tag{5.12}$$

(5.9) behelyettesítése után a következő parciális differenciálegyenletet kapjuk:

$$\frac{\partial^2 \varrho}{\partial t^2} + 2v_0\frac{\partial^2 \varrho}{\partial t\,\partial z} + v_0^2\frac{\partial^2 \varrho}{\partial z^2} + \frac{\eta\varrho_0}{\varepsilon}\varrho = 0, \tag{5.13}$$

amely a hullámegyenlet egy speciális alakja.

ϱ, v, $\boldsymbol{E}$ és a többi változó mennyiség alakja tehát hullámszerű, azaz

$$A\,\mathrm{e}^{j(\omega t - \Gamma z)} \tag{5.14}$$

alakú; a Γ terjedési állandó értéke a hullámegyenletből könnyen meghatározható, de igen áttekinthetően vezethető le a kiindulási egyenletekből is. A differenciálás végrehajtása után ez a három egyenlet a következőképpen írható fel. Az (5.14) alakú megoldás esetén z szerinti differenciálás — $j\Gamma$ operátorral való szorzás által pótolható; hasonlóképpen a t szerinti differenciálás $j\omega$-val való szorzás által.

A) A mozgásegyenlet

$$(j\omega - jv_0\Gamma)\,v = \eta\boldsymbol{E}. \tag{5.15}$$

B) A Poisson-egyenlet

$$\frac{\varrho}{\varepsilon} = -j\Gamma\boldsymbol{E}. \tag{5.16}$$

C) A folytonossági egyenlet

$$-j\varrho_0\Gamma v - jv_0\Gamma\varrho = -j\omega\varrho. \tag{5.17}$$

Az utóbbi így írható:

$$j(\omega - v_0\Gamma)\,\varrho = j\varrho_0\Gamma v. \tag{5.18}$$

Ha ebből az (5.15) és (5.16) segítségével ϱ-t és v-t kiküszöböljük, akkor az alábbi egyenletre jutunk:

$$(\omega - v_0\Gamma)^2 = \frac{\eta\varrho_0}{\varepsilon} = \Omega^2 , \tag{5.19}$$

amiből

$$\Gamma_{1,2} = \frac{\omega \pm \Omega}{v_0} . \tag{5.20}$$

Ez két különböző hullámot jelent, amelyek közül az egyik gyorsabban, a másik lassabban halad, mint az elektronnyaláb maga. Az egyiknek sebessége $v_1 = v_0\,(1 + \Omega/\omega)$, a másiké pedig $v_2 = v_0\,(1 - \Omega/\omega)$. Így tehát valamely villamos mennyiség, pl. a térerő periodikus változását a nyaláb mentén a következő egyenlet írja le:

$$\boldsymbol{E} = \hat{\boldsymbol{E}}\,\mathrm{e}^{j\omega t} \cdot e^{\frac{\omega}{v_0} z} \left(\mathrm{e}^{\frac{\Omega}{v_0} z} - \mathrm{e}^{-\frac{\Omega}{v_0} z} \right) . \tag{5.20a}$$

Most azonban még azt is meg kell gondolnunk, hogy a valóságban véges a nyaláb keresztmetszete, ami bizonyos változást jelent Ω plazmafrekvencia értékében. A helyes Ω_1 érték mindig kisebb, mint a végtelen méretű nyalábra számolt Ω. Levezetés nélkül megemlítjük, hogy pl. a sugarú körkeresztmetszetű nyalábban

$$\Omega_1 = \frac{\left(\frac{\omega}{v_0}\right)^2}{\left(\frac{1{,}18}{a}\right)^2 + \left(\frac{\omega}{v_0}\right)^2}\,\Omega . \tag{5.21}$$

(Talán nem felesleges itt megjegyeznünk, hogy a kétféle frekvencia egészen más fogalmat takar. Ω a nyaláb adatai által meghatározott állandó, míg ω a nyaláb valamely pontján fellépő periodikus zavar (pl. vezérlőfeszültség, zaj stb.) frekvenciája, amely tetszés szerinti értéket vehet fel) [13].

Azoknál a geometriai és villamos értékeknél, amelyek a haladóhullámú csövek szerkesztésénél általában alkalmazásra kerülnek,

ϱ_0 értéke $1—5 \cdot 10^{-5}$ coulomb/m^3,

Ω értéke $0{,}5—1 \cdot 10^9$ rad/s; a helyesebb Ω_1 érték pedig ennek mintegy a fele. Mikrohullámú működésnél Ω_1 mindössze néhány százalékát teszi ki ω-nak. (ω nagyságrendje $10^{10}—10^{11}$ rad/s).

A keletkező hullámokat tehát a következők jellemzik:

1. Sebességük csak kevéssé (rendszerint 1—3%-kal) tér el az elektronok átlagsebességétől, v_0-tól.

2. A terjedési sebesség a frekvenciától függ (diszperzió).

3. A két hullám eredője az (5.20*a*) egyenlet szerint állóhullámmal modulált amplitudójú haladó hullám [13a].

5.3. Az erősítés folyamata

Az elmélet tehát valóban igazolja, hogy az elektronnyaláb sűrűségi hullám alakjában visz magával minden őt befolyásoló periodikus jelet. Váratlan az eredményben csupán az, hogy két, kissé különböző terjedési állandójú, vagyis különböző sebességű hullám lép fel. A v_1 és v_2 sebességgel haladó tértöltéshullámok a nyalábban akkor lépnek fel, ha abban nem hat más villamos térerő, mint amelyet maguknak az elektronoknak sűrűsödése okoz.

Ugyanezt az elméletet alkalmazhatjuk most külső elektromágneses tér esetére is. Ez már a haladóhullámú cső esete. Számításunk itt azt fogja mutatni, hogy ebben az esetben a terjedési állandó már nem két, hanem négy különböző értéket vehet fel. Ezek egyike felel meg az exponenciálisan növekvő hullámoknak.

Mielőtt ezt az eredményt számítással igazolnánk, igyekszünk szemléletes magyarázattal szolgálni. Az előző fejezetben azt láttuk, hogy az elektronnyalábban a periodikus ingadozások

$$v_1 = v_0\left(1 - \frac{\Omega}{\omega}\right) \quad \text{és} \quad v_2 = v_0\left(1 + \frac{\Omega}{\omega}\right)$$

sebességgel terjednek tovább.

Kísérjük most gondolatban az elektronnyalábot az elektronok eredeti v_0 sebességével. Lényegileg álló elektronokból álló rendszert látunk, amelyben sűrűsödési hullámok haladnak. A két hullám egymással ellenkező irányú. Az elektronok sűrűséghullámát azonban a villamos térerő hullámjellegű változása is kíséri. Ez a hullám, amely megfigyelésünk szerint $v = \pm v_0\Omega/\omega$ sebességgel halad, megfelel egy tápvonalon haladó hullámnak. Ugyanezeket a hullámokat egy álló megfigyelő úgy látja, mintha a tápvonalat egyenletes v_0 sebességgel mozgatnák a z-irányban.

A haladóhullámú csőben az elektronnyalábot egy valódi tápvonal veszi körül. Az elektronnyaláb által alkotott «virtuális», képzeletbeli tápvonal és a valódi tápvonal elektromágneses tere

részben közös; ez azt jelenti, hogy a két rendszer egymással csatolásban van. A tápvonalak csatolása esetén fellépő jelenségeket akkor érthetjük meg, ha rezgőkörök csatolására gondolunk, amelyek viszonyai általánosabban ismertek. Rezgőkörök csatolása azt jelenti, hogy a két rendszer között energiacsere jön létre. Ha a rezgőkörök egyenleteit a csatolás figyelembevételével írjuk fel, a megoldás azt mutatja, hogy a rezgőkörök eredeti rezonanciája megváltozik. Ha a csatolás laza és az egyes rezonanciafrekvenciák értéke egymástól távol esik, ez a változás lényegtelen. Ha azonban a két érték közel azonos volt és a csatolás szoros, akkor a kölcsönös befolyásolás következtében a két frekvencia értéke megváltozik és eredeti jellegüket is elvesztik. Már nem beszélhetünk az első vagy második kör rezonanciájáról; ehelyett egyetlen bonyolult rendszerünk van kétféle rezonanciaértékkel.

Hasonló eszközökkel szokás tárgyalni a tápvonalak csatolását is. A (2.3) egyenletekből kiindulva fel kell írni mindkét tápvonal egyenleteit a csatolás figyelembevételével. Az egyenletek megoldása azt mutatja meg, hogy a csatolás milyen mértékben változtatta meg a tápvonalak terjedési állandóit.

Az egyszerű, veszteségmentesnek képzelt tápvonal egyenleteit — ha a csillapítástól eltekintünk — a következőképpen írhatjuk fel:

$$-\frac{\partial U}{\partial z} = j\omega \bar{L} I, \tag{5.22}$$

$$-\frac{\partial I}{\partial z} = j\omega \bar{C} U, \tag{5.23}$$

ahol a vonal egységnyi hosszára jutó induktivitást $\bar{L}$-lel, a kapacitást pedig $\bar{C}$-vel jelöljük.

Ha most két tápvonalunk van, amelyek közül a második az elsőhöz képest v_0 sebességgel mozog, akkor a második rendszerben mért z_2 távolságokat a következőképpen számíthatjuk át az álló koordinátarendszerre:

$$z_1 = z_2 + v_0 t, \tag{5.24}$$

tehát

$$e^{j\omega t - j\Gamma z_1} = e^{j(\omega - v_0\Gamma)\, t - j\Gamma z_2} = e^{j\omega_2 t - j\Gamma z_2} \tag{5.25}$$

Ezzel a transzformációval a két tápvonal egyenleteit a következőképpen írhatjuk fel, ha feltételezzük, hogy a kettő között valamilyen, pl. induktív csatolás áll fenn.

$$j\omega \bar{L}_1 I_1 + j\omega \bar{L}_m I_2 = j\Gamma U_1 \tag{5.26}$$

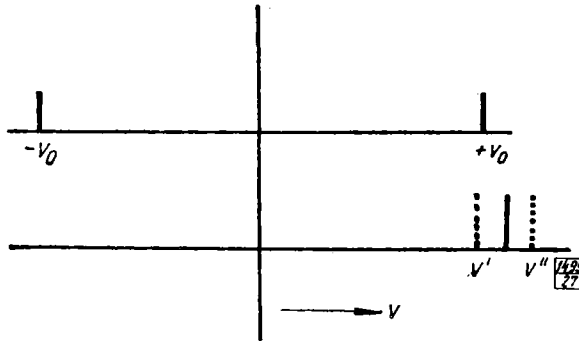
$$j\omega \bar{C}_1 U_1 = j\Gamma I_1, \tag{5.27}$$

$$j\omega \bar{L}_2 I_2 + j\omega \bar{L}_m I_1 = j\Gamma U_2, \tag{5.28}$$

$$j\omega \bar{C}_2 U_2 = j\Gamma I_2, \tag{5.29}$$

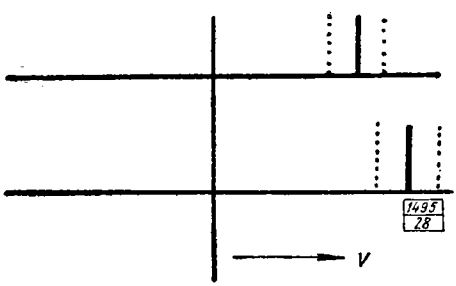
ahol $\bar{L}_m$ a kölcsönös csatolási tényező hosszegységenként.

Négy független egyenletünk lévén, a rendszernek négy megoldása van Γ-ra [14]. Ha a hullámok tere egymást kevéssé befolyásolja, a négy lehetséges hullám jól megkülönböztethető, mert a terjedési állandók közelítőleg azonosak a csatolás nélküli értékekkel. Ha ellenben a csatolás



27. ábra. A lassító-vonalon két irányban terjedő hullám sebessége és az elektronnyalábban fellépő két hullám sebessége

erősebb, és a hullámsebességek közül kettő egymáshoz közel esik, a befolyásolás már fokozódik és az egyes lehetséges hullámok mindegyike egyformán megjelenik mindkét tápvonalon. Ekkor már egyetlen bonyolult rendszerünk van négy különböző lehetséges hullámterjedéssel. Matematikailag ez abból adódik, hogy a csatolás bevezetésével a két tápvonalra vonatkozó külön-külön egyenletek egyetlen negyedfokú egyenletben egyesülnek. Ennek az egyenletnek négy megoldása szolgáltatja a terjedési együtthatókat.



28. ábra. Két közel egyforma sebességű elektronnyalábban fellépő hullámok terjedési sebessége

A mi esetünkben az egyik tápvonalat az elektronnyaláb alkotja. Ha a csatolás elég szoros és a nyalábban haladó lassú hullám egyenlő sebességű az álló tápvonal egyik hullámával, akkor matematikailag kiszámítható, hogy ez a két terjedési együttható nemcsak értékében változik meg kissé, hanem komplex is lesz (27. ábra). Ugyanekkor az álló tápvonalon ellenkező irányban haladó hullám és a nyaláb gyorsabb hulláma a csatolás ellenére csak kevéssé változtatja meg eredeti sebességét és nem lesz komplex. A két konjugált komplex érték egyike szolgáltatja a mi növekvő hullámunkat.

Térjünk most át magára a pontos számításra. Mindenekelőtt néhány egyszerűsítő feltételt kötünk ki. A lassító vonal legyen csillapításmentes, az elektronok sebessége legyen a hullámok vonalbeli természetes sebességével egyenlő, és a töltéssűrűség az elektronnyalábban legyen csekély. Homogén nyalábot feltételezve, az egyenleteket egységnyi keresztmetszetre vonatkoztathatjuk, ami azt jelenti, hogy a teljes áram helyett az áramsűrűséggel számolunk.

Ebben az esetben is az 5.2. fejezethez hasonló módon juthatunk el a hullámegyenlethez, de kiindulásunk más, mert a villamos tér ezúttal nem a tértöltés ingadozásaiból, hanem a tápvonalon haladó hullámból ered. Ezért csak az (5.15) és (5.17) egyenleteket írhatjuk fel, az (5.16) egyenletet azonban nem.

A mozgásegyenlet:

$$j\,(\omega - v_0\Gamma)\,v = \eta \boldsymbol{E}\,. \tag{5.15}$$

A folytonossági egyenlet:

$$j\,(\omega - v_0\Gamma)\,\varrho = j\varrho_0\Gamma v, \tag{5.17}$$

azaz

$$\varrho = -\,j\frac{\varrho_0\Gamma\eta\boldsymbol{E}}{(\omega - v_0\Gamma)^2}\,, \tag{5.30}$$

és az $eU_0 = \dfrac{mv_0^2}{2}$ összefüggésből

$$\varrho = -\,j\,\frac{\varrho_0}{2U_0}\,\frac{\Gamma\boldsymbol{E}}{\left(\dfrac{\omega}{v_0} - \Gamma\right)^2}\,. \tag{5.31}$$

Ezt úgy is felfoghatjuk, mint az egyenáram és váltakozóáram közötti egyenletet.

Az áramsűrűség természetesen $\boldsymbol{i}_0 = \varrho_0 v_0$, míg az elektronáram váltakozó összetevőjére fennáll a

$$\operatorname{div}\boldsymbol{i} + \frac{\partial\varrho}{\partial t} = 0 \tag{5.32}$$

összefüggés, amelyből következik, hogy

$$\boldsymbol{i} = \frac{\omega}{\Gamma}\,\varrho\,. \tag{5.33}$$

Így tehát

$$\frac{\boldsymbol{i}}{\boldsymbol{E}} = -j\,\frac{\varrho_0 v_0}{2U_0}\,\frac{\frac{\omega}{v_0}}{\left(\frac{\omega}{v_0} - \Gamma\right)^2} = -j\,\frac{\beta}{(\beta - \Gamma)^2}\,\frac{i_0}{2U_0}\,, \qquad (5.34)$$

ahol $\beta = \omega/v_0$ az elektronsebességre vonatkoztatott terjedési állandó. Ezekben az egyenletekben $\boldsymbol{i}$ és $\boldsymbol{i}_0$ eredetileg a keresztmetszet egységén átfolyó váltakozó- és egyenáramot jelentette. Az egyenlet azonban érvényben marad, ha $\boldsymbol{i}$ és $\boldsymbol{i}_0$ értékét a nyaláb keresztmetszetében integráljuk. A hullámegyenlethez most még hiányzik az $\boldsymbol{E}$ térerőre vonatkozó összefüggés, amely itt a Poisson-egyenlet helyét foglalná el.

Ez a térerő azonban egészen máshonnan ered, mint a szabad tértöltéshullámok esetében. Itt arról van szó, hogy a nyaláb áramában fellépő periodikus ingadozás a tápvonalban gerjeszt villamos teret. $\boldsymbol{E}$ értéke tehát az i váltakozóáramtól függ.

Az összefüggés akkor legvilágosabb, ha a tápvonalat először párhuzamos vezetéknek (Lecher-rendszernek) képzeljük el, ahol egyértelmű a feszültség és a térerő fogalma. Hullámterjedés esetében

$$\boldsymbol{E} = \hat{\boldsymbol{E}} \sin(\omega t - \Gamma z), \qquad \text{illetve} \qquad \boldsymbol{E} = \hat{\boldsymbol{E}}\, \mathrm{e}^{j(\omega t - \Gamma z)} \qquad (5.35)$$

A teljesítményt akár az U feszültséggel, akár az $\boldsymbol{E} = -\operatorname{grad} U$ térerővel kifejezhetjük:

$$|P| = \frac{\hat{U}^2}{2r} = \frac{\hat{\boldsymbol{E}}^2}{2r\Gamma^2}\,, \qquad (5.36)$$

ahol r a tápvonal hullámellenállása. (Komplex írásmód esetében $\boldsymbol{E}\boldsymbol{E}^*$ a helyes jelölés: a konjugált komplex értékek szorzata.)

Az (5.36) egyenlet akkor is érvényben marad, ha csőtápvonallal, spirállal vagy más bonyolult tápvonallal van dolgunk, ahol az U feszültséget már nem definiálhatjuk, de a teljesítmény és térerő fogalmának reális értelme van. Az $\boldsymbol{E}$ térerő azonban nem feltétlenül azonos a valamilyen z távolsághoz tartozó keresztmetszet minden pontjában. Ennek következtében a teljesítmény és térerő alapján meghatározott r hullámellenállás értéke is bizonytalan.

A további tárgyalást úgy tesszük egyértelművé, hogy kimondjuk: $\boldsymbol{E}$ az elektronnyaláb tengelyében mérendő, a nyalábról pedig feltételezzük, hogy igen vékony. Azt is feltételezzük, hogy a tápvonalon elektronok távollétében haladó hullám tengely-

irányú sebessége megfelel az elektronok sebességének, terjedési állandója tehát

$$\beta = \frac{\omega}{v_0} \cdot \tag{5.37}$$

Ha a hullámban exponenciális csillapítás vagy erősítés lép fel, akkor a térerő amplitudóváltozása a dz szakaszon

$$d\hat{\boldsymbol{E}} = \alpha \hat{\boldsymbol{E}}\, dz\,, \tag{5.38}$$

teljesítményváltozása pedig az (5.36) egyenlet szerint

$$dP = 2\alpha P dz = 2\alpha \frac{\hat{\boldsymbol{E}}^2}{2\Gamma^2 r}\, dz\,. \tag{5.39}$$

Ezt a teljesítményváltozást a nyaláb jelenléte idézi elő, tehát annak a következménye, hogy az i elektronáram az $\boldsymbol{E}$ térerő mezején halad át. Ezért:

$$dP = \frac{1}{2}\boldsymbol{i}\, d\hat{U} = \frac{1}{2}\boldsymbol{i}\,\hat{\boldsymbol{E}}\, dz. \tag{5.40}$$

Az (5.39) és (5.40) egyenletből

$$\frac{\alpha}{\Gamma^2 r} = \frac{1}{2}\,\frac{\boldsymbol{i}}{\hat{\boldsymbol{E}}}\,, \qquad \alpha = \frac{1}{2}\,\frac{\boldsymbol{i}}{\hat{\boldsymbol{E}}}\, r\,\Gamma^2. \tag{5.41}$$

Ez pótolja most az (5.16) egyenletet.

Az elektronok távollétében a hely szerinti függést $\mathbf{e}^{-j\beta z}$, elektronok jelenlétében pedig $\mathbf{e}^{-j\Gamma z}$ tényező fejezi ki. Eszerint $\alpha = j\,(\Gamma - \beta)$.

Ha kombináljuk az (5.34) és (5.41) egyenletet, a hullámok terjedésére megkapjuk a keresett összefüggést:

$$\alpha = j\,(\Gamma - \beta) = \frac{1}{2}\, j\, \frac{I}{2\,U_0}\, \frac{\beta}{(\beta - \Gamma)^2}\, r\,\Gamma^2. \tag{5.42}$$

Az elektronok jelenléte rendesen oly kevéssé változtatja meg a terjedési sebességet, hogy a számlálóban közelítőleg írhatunk Γ^2 helyett β^2-et és így

$$(-j\,\alpha)^3 = (\Gamma - \beta)^3 = \frac{1}{4}\,\frac{I}{U_0}\, r\,\beta^3. \tag{5.43}$$

A gyökben szereplő tényezőre bevezetjük a következő rövidítést:

$$\frac{1}{4}\,\frac{I}{U_0}\,r = C^3, \tag{5.44}$$

ahol C a nyaláb és a tápvonal közötti csatolásra jellemző tényező. Ezzel

$$\alpha = \sqrt[3]{C^3\beta^3\,(-j)}\ . \tag{5.45}$$

A három gyök tehát

$$\left.\begin{aligned} \alpha_1 &= C\,\beta\,\mathbf{e}^{-j\frac{\pi}{6}} \\ \alpha_2 &= C\,\beta\,\mathbf{e}^{-j\frac{5\pi}{6}} \\ \alpha_3 &= C\,\beta\,\mathbf{e}^{j\frac{\pi}{2}} = jC\beta. \end{aligned}\right\} \tag{5.46}$$

α komplex értéke azt jelenti, hogy a hullámnak nemcsak sebessége lesz más, mint $v = \omega/\beta$, hanem haladás közben amplitudója is változik.

Közelítő számításunk csupán három gyököt adott, mert csak az elektronokkal egy irányban haladó hullámokat vettük figyelembe. A hiányzó negyedik gyök közelítő értékét megkapjuk, ha meggondoljuk, hogy a tápvonalon a hullám ellenkező irányban is haladhat, mint az elektronnyaláb.

Míg azonban az előbb említett három hullám bizonyos mértékig együtt halad az elektronokkal, tehát lehetővé teszi jelentősebb kölcsönhatás kialakulását, a negyedik hullám tere a szembenfutó elektronok részére minden pillanatban más fázisú. Normális esetben ez kizárja az energiacsere lehetőségét. A visszafelé haladó hullámok terjedési viszonyain tehát alig változtat az elektronnyaláb jelenléte, és így annak terjedési állandója közelítőleg $\Gamma_4 \approx -\beta$ marad.

A többi három hullám terjedési állandója az (5.46) egyenletek alapján a következőképpen írható fel:

$$\left.\begin{aligned} \Gamma_1 &= j\ 0{,}866\ C\,\beta + \beta\left(1 - \frac{C}{2}\right), \\ \Gamma_2 &= j\ 0{,}866\ C\,\beta + \beta\left(1 + \frac{C}{2}\right), \\ \Gamma_3 &\approx \beta\ (1 + C). \end{aligned}\right\} \tag{5.47}$$

j Γ_3 tisztán imaginárius, a hullám tehát valamivel gyorsabban halad ugyan, mint az elektronok távollétében, de más nem történik. Γ_1-nek megfelel egy $e^{-0{,}866\,C\beta z}\,e^{-j\left(1+\frac{C}{2}\right)\beta z}$ alakú hullám, amely exponenciálisan csillapodik és gyorsabban halad, mint az elektronok.

Ellenben Γ_2-nek megfelel $e^{0{,}866\,C\beta z}\,e^{-j\left(1-\frac{C}{2}\right)\beta z}$, amely exponenciálisan növekszik z függvényében. Ez annyit jelent, hogy a teljesítmény, amely a térerő négyzetével arányos, hosszegységként $e^{\sqrt{3}C\beta}$-szorosára nő, vagyis decibelben kifejezve

$$A = 10 \log e^{\sqrt{3}C\frac{2\pi}{\lambda_g}} = 47{,}3\,\frac{C}{\lambda_g} \qquad (5.48)$$

lesz az erősítés hosszegységenként. Itt $\lambda_g = 2\pi/\beta = v_0/f$ az «összenyomott hullámhossz». Ha a teljes hossz N összenyomott hullámhossznak felel meg, akkor az erősítés 47,3 CN dB. A λ_g hullámhossz az elektronok sebessége alapján számítandó. Így pl. egy elterjedt típusnál az anódfeszültség $U_0 = 1200$ V, tehát 3000 Mc/s frekvenciánál $\lambda_q = \sqrt{\frac{2e}{m}}\,U_0/f \approx$ kb. 7 mm.

C értéke ennél a típusnál 2% körül van. $z_0 = 20$ cm esetén tehát az erősítés az elektronpályán mintegy 30 dB. Ez a számítás azonban nem veszi figyelembe a tápvonalban fellépő, valamint a jel bemeneténél keletkező veszteséget. Ezenkívül elhanyagolja azt a csökkenést, amelyet az okoz, hogy a nyaláb nem végtelen vékony, elhanyagolja továbbá a nagy jelnél előálló nemlineáris jelenségeket és annak a járulékos térerőnek hatását, amely az elektronok csomósodása folytán lép fel.

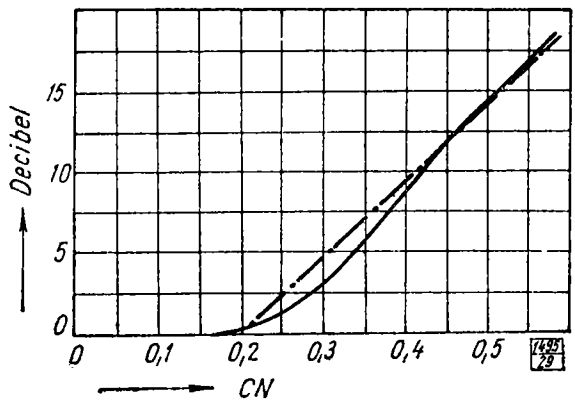
Ezt a hatást figyelembe vehetjük, ha az (5.19) egyenlet alapján az (5.34) egyenletbe $\boldsymbol{E}$ helyett $\dfrac{\boldsymbol{E}}{1+\left(\frac{\Omega/v}{\beta-\Gamma}\right)^2}$ értékét írjuk.

Az ilyen korrekciók jelentősége azonban eltörpül amellett, hogy nehéz pontosan meghatározni a C állandót, illetve az ennek kifejezésében szereplő r impedancia-paramétert; r ugyan többé-kevésbé kiszámítható

a geometriai adatokból, a számítás azonban sok idealizálást tartalmaz (6.1. alfejezet).

Most még azt kell eldöntenünk, hogy a határfeltételek miként befolyásolják a négy lehetséges hullám keletkezését. Legegyszerűbben áll a dolog a visszafelé haladó hullámmal: ha a kicsatolás tökéletesen illesztett vonallal folytatódik, akkor reflexió nem lép fel, tehát a visszafelé futó hullám amplitudója zérus. Egyéb esetben az amlpitudó az illesztetlenség mértékétől függ.

A bemeneten a következő a helyzet: az energia elektromágneses hullám formájában jut be az elektroncsőbe, és itt alakul át olyan hullámmá, amelynek energiája részben az elektronok mozgási energiájából, részben



29. ábra. A három hullám összegének viszonya a bemenőjelhez a cső hosszával arányos *CN* mennyiség függvényében. Szaggatva a növekvő hullám értéke

a tér villamosenergiájából áll. Láttuk azonban, hogy három ilyen hullám lehetséges, három különböző terjedési állandóval. Az átalakulás pillanatában a három hullám közül egyik sincs azzal kitüntetve, hogy valósínűbb a többinél, tehát mindegyik egyforma amplitudóval indul. Teljesíteni kell azonban a három hullámnak azt a határfeltételt, hogy az indulás pillanatában a térerősség bizonyos megadott, zérustól különböző érték, a váltakozóáram és a töltéssűrűség azonban zérus. A térerő ugyanis a tápvonalra beadott jel; maga az elektronnyaláb azonban modulálatlanul lép be a spirális terébe, az elektronáram váltakozóáramú összetevőinek összege tehát 0. Ez csak úgy lehetséges, hogy a három hullám egyforma nagy, a hozzájuk tartozó térerők azonos fázisban vannak, a három áram azonban egymáshoz képest 120—120° fázissal van eltolva. Mivel a hullámok sebessége nem egyforma, ez a fáziskülönbség a nyaláb mentén megváltozik; bizonyos távolság után tehát kezd kialakulni a csomósodás. Később a gyengülő, majd pedig a változatlan amplitudójú hullám is elhanyagolható lesz az erősödő hullám mellett.

Mivel a három egyforma kiinduló térerő-hullám amplitudójának összege adja a bemeneti térerősséget, egy-egy hullám amplitudója $^1/_3$-a a teljes bemenőjelnek, ami —9,54 dB veszteségnek felel meg. A cső összes erősítésének kiszámításánál tehát ezt a 9,54 dB-t le kell vonni.

Hasonló a helyzet, ha a jel nem a tápvonalon, hanem elektronáram-ingadozás formájában lép be a csőbe. Ilyenkor a kezdeti feltételek azt írják elő, hogy a térerősség induláskor zérus, de a váltakozóáram zérustól különböző érték. Itt tehát a három hullám térerő-komponensei között van 120—120° fáziskülönbség, ezzel szemben a három áram hulláma azonos fázisban indul. Ilyen árammoduláció alakjában lép fel pl. a sörétzaj, amelyről később beszélünk.

HATODIK FEJEZET

LASSÍTÓ VONALAK

6.1. A spirál mint lassító vonal

A gyakorlati kérdések közül első helyen áll az elektromágneses hullámokat lassító tápvonal kivitele. A sebesség csökkentésén kívül az a kívánságunk, hogy az elektromágneses tér lényegileg hosszirányú legyen, tehát az elektronok haladásának irányába essék.

Ilyen szerkezetű a tér pl. egy olyan hullámvezetőnél, amelyben az elektromágneses tér az ún. *TM* módusnak felel meg (12. ábra). Sajnos azonban a tér itt közel fénysebességgel halad előre a cső mentén. A terjedési sebességet azzal lehet csökkenteni, hogy dielektrikummal töltjük ki a csövet. A legtöbb ismert dielektrikumban azonban elég komoly veszteségek lépnek fel. Konstrukciós szempontból az a fő nehézség, hogy a dielektrikumban utat kell hagyni az elektronnyalábnak. Az elektromágneses tér tehát nem lesz homogén és az erővonalsűrűség ott lesz a legcsekélyebb, ahol az elektronok haladnak. Az eddig ismert eszközökkel tehát ez a megoldás nem vált be.

A legelterjedtebb, ma már «klasszikusnak» mondható kivitelben az elektromágneses hullám egy spirális mentén halad.

Spirális mentén egészen más a nagyfrekvenciás tér képe, mint párhuzamos vezeték vagy koaxiális kábel esetében.

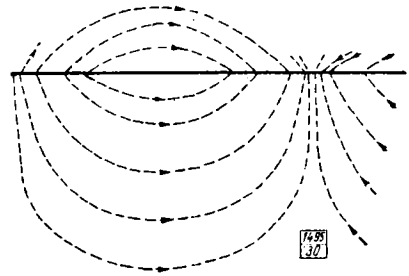
Párhuzamos vezeték esetén az egymással szemben lévő pontok ellentétes fázisban vannak, ezért az egyik vezeték valamely pontjából kiinduló erővonalak a másik vezeték megfelelő pontjához futnak. Egyetlen szál vezető esetében másképp áll a dolog. Az erővonalak itt kénytelenek ugyanazon a vezetőn végződni, természetesen a vezeték olyan pontján, amely pillanatnyilag más potenciálon van. A legtöbb erővonal a pillanatnyilag legnegatívabb ponttól a pillanatnyilag legpozitívabb, félhullámhossz távolságban lévő ponthoz fut (30. ábra).

Mint ahogy látjuk, a villamos tér nagy része valóban tengely-

irányú, különösen a spirálison belül. A térerősség azonban ott sem egyenletes, hanem a közepén gyengébb, mint a spirálmenetek közvetlen közelében.

A hullámterjedés szempontjából három kérdésnek van nagy fontossága:

1. Milyen sebességgel halad tengelyirányban a nagyfrekvenciás energia a lassító vonalban?
2. Hogyan függ a terjedési sebesség a frekvenciától?
3. Milyen az összefüggés a teljesítmény és a térerő között?

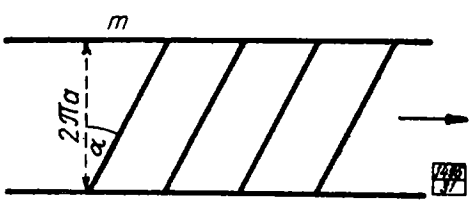


30. ábra. A spirális hullámtere metszetben. Az ábrát a rajz alsó széle mint tengely körül forgatva kell elképzelni

Az egyszerű szemlélet kvalitatív választ ad mindegyik kérdésre. Ha feltételezzük, hogy a spirális alakú drót mentén kb. fénysebességgel halad az elektromágneses hullám és a L hosszúságú drót l hosszúságú spirálissá van tekercselve, akkor $t = L/c$ idő alatt futja be a hullám tengelyirányban az l távolságot, tehát tengelyirányú sebessége $v = l/t = c\,l/L$. Ha a spirális n menetből áll a átmérővel és a menetemelkedés m (tehát $l = n\,m$), akkor sűrű spirálisnál közelítően áll, hogy

$$L = n\,2\pi\,a \quad \text{és} \quad v = c\frac{m}{2\pi a}. \qquad (6.1),\ (6.2)$$

Ami pedig a vonal impedanciáját illeti, világos, hogy adott teljesítmény mellett annál nagyobb a térerő, minél kisebb keresztmetszetre van összezsúfolva a tér. Ha tehát biztosítani akarjuk azt, hogy az elektronok pályája erős térben haladjon, minél szűkebbre kell alakítani a spirálist.



31. ábra. Hosszirányban felvágott, kiterített spirális

Lássuk most a pontosabb mennyiségi összefüggéseket. A számítások megadják a spirális elektromágneses terének jellemző értékeit. Ezekből mind a tengelyirányú sebesség pontos értéke, mind a teljesít-

mény meghatározható. Előre kell bocsátani, hogy a számítások meglehetősen bonyolultak és itt csupán a legfontosabb eredményekre szorítkozunk [15, 16, 17, 18].

A tárgyalás nem vihető keresztül bizonyos egyszerűsítések nélkül. Első közelítésben a spirálist vékony fémes hengerfelülettel helyettesítjük, amelynek az a különös tulajdonsága van, hogy az áramot csak egy irányban vezeti. Ez a spirálmenetek iránya. Ezzel a különleges határfeltétellel keresünk megoldást a Maxwell-egyenletekből eredő Hertz-féle hullámokra. A megoldás különbözik a közönséges hengeralakú csőtápvonal esetétől. Így például a nagyfrekvenciás tér egy része a hengerpaláston kívül halad.

További számítások vizsgálják a durva kép finomításából eredő változásokat: a menetek közötti hézag és a véges drótvastagság figyelembevételét.

A spirál mértani tárgyalásánál legfontosabb az α szög értéke. Ez a spirálmenet irányának hajlásszöge, a henger alapkörének síkjához képest. Mivel m a két menet közötti távolság a henger alkotóinak irányában mérve, tehát $\operatorname{tg} \alpha = \frac{m}{2\pi a}$. Kis szögeknél $\operatorname{tg}\alpha \approx \alpha \approx \sin \alpha$; ez azonban nagyobb szögeknél nem áll fenn.

A további tárgyalásnál hengerkoordinátákat vezetünk be (r, Φ, z). A szimmetria folytán a lehetséges megoldások között olyanok is várhatók, amelyeknél Φ-irányú változások nincsenek. A gyakorlatban rendszerint ez a hengerszimmetrikus tér az, amely föllép. Ezért erre koncentráljuk figyelmünket.

A Maxwell-egyenletek vákuumban érvényes alakjai a következők:

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{H} = j\omega\varepsilon_0 \boldsymbol{E}, \tag{6.3}$$

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{E} = j\,\omega\,\mu_0 \boldsymbol{H}, \tag{6.4}$$

$$\operatorname{div} \boldsymbol{H} = 0, \tag{6.5}$$

$$\operatorname{div} \boldsymbol{E} = 0. \tag{6.6}$$

Ezeket az egyenleteket úgy oldjuk meg, hogy $\boldsymbol{E}$ és $\boldsymbol{H}$ mellett más, egyszerűbb vektorokat definiálunk, amelyekből $\boldsymbol{E}$ és $\boldsymbol{H}$ leszármaztathatók. Így mindjárt összetartozó $\boldsymbol{E}$ és $\boldsymbol{H}$ értékeket kapunk. További egyszerűsítést jelent, hogy a két új vektornak, a π_v villamos és π_m mágneses Hertz-féle vektornak az irányát a z tengellyel párhuzamosnak vesszük. Π_v-nek és Π_m-nek tehát r és Φ irányú összetevője nincs.

Vákuumban ez a két vektor kielégíti a hullámegyenletet.

$$\Delta\Pi = -\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\Pi}{\partial t^2} \tag{6.7}$$

illetve — mivel a tér összes változóinak időfüggése $e^{-j\omega t}$ függvénnyel fejezhető ki —

$$\Delta\Pi = -\frac{\omega^2}{c^2}\Pi = -k^2\Pi \tag{6.8}$$

Koordinátarendszerünkben (mivel a fentiek szerint Φ-irányú változás nincs, vagyis $\partial/\partial\Phi = 0$)

$$\frac{\partial^2\Pi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial\Pi}{\partial r} + \frac{\partial^2\Pi}{\partial z^2} + k^2\Pi = 0. \tag{6.9}$$

Feltételezzük, hogy Π egy csak r-től és egy csak z-től függő tényező szorzatára bontható:

$$\Pi = R(r)Z(z).$$

(6.9)-et ennek behelyettesítésével az alábbi két egyenletre bontjuk:

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + \beta^2 Z = 0, \tag{6.10}$$

$$\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial R}{\partial r} - (\beta^2 - k^2)R = 0, \tag{6.11}$$

ahol β a hullám tengelyirányú terjedési állandója.

A (6.10) egyenletből

$$Z(z) = \mathrm{e}^{\pm j\beta z}. \tag{6.12}$$

A második egyenlet viszont Bessel-típusú differenciálegyenlet, amelynek megoldásai elsőfajú, valamint másodfajú módosított 0-rendű Bessel-függvények. A Hertz-féle vektor tehát

$$\Pi = [AI_0(\gamma r) + BK_0(\gamma r)]\,\mathrm{e}^{\pm j\beta z}, \tag{6.13}$$

ahol $\gamma^2 = \beta^2 - k^2$, A és B integrációs állandók.

Mint ahogy említettük, β a tengelyirányú terjedési állandó, k a szabadtér terjedési állandója (lényegileg megegyezik a spirálmenti terjedési állandóval), γ pedig a tér radiális terjedési állandója. (A gyakorlatban $k \ll \beta$, $\beta \approx \gamma$.)

A Hertz-féle vektorokból a kétféle térerőt a következő módon nyerjük:

$$\boldsymbol{E} = \operatorname{grad}\operatorname{div}\boldsymbol{\Pi}_v + k^2\boldsymbol{\Pi}_v - j\omega\mu\operatorname{rot}\boldsymbol{\Pi}_m, \tag{6.14}$$

$$\boldsymbol{H} = \operatorname{grad}\operatorname{div}\boldsymbol{\Pi}_m + k^2\boldsymbol{\Pi}_m + j\omega\varepsilon_0\operatorname{rot}\boldsymbol{\Pi}_v. \tag{6.15}$$

Érdekes megjegyezni azt, hogy a Maxwell-egyenletek bizonyos megoldásainál vagy $\boldsymbol{\Pi}_v$ vagy $\boldsymbol{\Pi}_m$ 0 lehet. Ez vezet pl. a hullámvezetők elméletéből ismert *TM*-, illetve *TE*-módusokra. A most tárgyalt esetben azonban mindkét Hertz-féle vektor értéke zérustól különböző.

A fenti egyenletekből az $\boldsymbol{E}$ és $\boldsymbol{H}$ térerő egyes komponensei kiszámíthatók. Az integrációs állandókat egy kivételével ki lehet küszöbölni a megoldásokból, ha figyelembe vesszük, hogy bizonyos határfeltételek vannak előírva. A teljesség kedvéért az alábbi táblázatban állítjuk össze a tér összetevőit a spirálon kívül és belül.

Spirálon belül:

$$\boldsymbol{E}_z = A\gamma I_0(\gamma r), \tag{6.16}$$

$$\boldsymbol{E}_r = jA\beta I_1(\gamma r), \tag{6.17}$$

$$\boldsymbol{E}\Phi = -A\gamma \operatorname{tg}\alpha \frac{I_0(\gamma a)}{I_1(\gamma a)} I_1(\gamma r), \tag{6.18}$$

$$\boldsymbol{H}_z = jA\frac{\gamma^2}{\omega\mu_0}\operatorname{tg}\alpha\frac{I_0(\gamma a)}{I_1(\gamma a)} I_0(\gamma r), \tag{6.19}$$

$$\boldsymbol{H}_r = A\frac{\beta\gamma}{\omega\mu_0}\operatorname{tg}\alpha\frac{I_0(\gamma a)}{I_1(\gamma a)} I_1(\gamma r), \tag{6.20}$$

$$\boldsymbol{H}\Phi = -jA\omega\varepsilon_0 I_1(\gamma r) \tag{6.21}$$

Spirálon kívül:

$$E_z = A\gamma \frac{I_0(\gamma a)}{K_0(\gamma a)} K_0(\gamma r), \tag{6.22}$$

$$E_r = jA\beta \frac{I_0(\gamma a)}{K_0(\gamma a)} K_1(\gamma r), \tag{6.23}$$

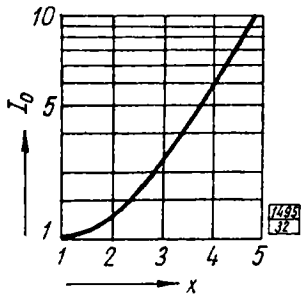
$$E_\Phi = -A\gamma \operatorname{tg} \alpha \frac{I_0(\gamma a)}{K_1(\gamma a)} K_1(\gamma r), \tag{6.24}$$

$$H_z = -jA \frac{\gamma^2 \operatorname{tg} \alpha}{\omega \mu_0} \frac{I_0(\gamma a)}{K_1(\gamma a)} K_0(\gamma r), \tag{6.25}$$

$$H_r = A \frac{\beta \gamma}{\omega \mu_0} \operatorname{tg} \alpha \frac{I_0(\gamma a)}{K_1(\gamma a)} K_1(\gamma r), \tag{6.26}$$

$$H_\Phi = jA\omega\varepsilon_0 \frac{I_0(\gamma a)}{K_0(\gamma a)} K_1(\gamma r). \tag{6.27}$$

Az egyenletekben I_0, K_0, I_1 és K_1 módosított Bessel-függvények szerepelnek. $I_0(x)$ menetét a 32. ábrán láthatjuk. Különös jelentősége a fenti egyenletek között csak a tengelyirányú villamos térerő értékének van:



32. ábra. Nullarendű modifikált Bessel-függvény

$$E_z = A\gamma I_0(\gamma r). \tag{6.28}$$

Az A állandó a tér intenzitására jellemző. Fontos, hogy kis x-értékeknél $I_0(x) \approx 1$, ami azt jelenti, hogy ha a sugár kicsi a hullámhosszhoz képest, a térerő a spirálon belül közel egyforma. Tágas spirál esetében viszont tengelyben gyengébb a térerő, mint a széleken. Csak igen szűk spirál esetében tekinthető a térerő homogénnek.

A matematikai tárgyalásból azonban kiderül, hogy az előbb felsorolt megoldások csak akkor állnak fenn, ha az egyenletrendszer paraméterei bizonyos sajátértéket vesznek fel, mégpedig γ-nak ki kell elégítenie a következő feltételt:

$$\gamma^2 \frac{I_0(\gamma a) K_0(\gamma a)}{I_1(\gamma a) K_1(\gamma a)} = k^2 \operatorname{ctg}^2 \alpha. \tag{6.29}$$

Ez növekvő γa értékeknél egyre jobban átmegy a

$$\gamma = k \operatorname{ctg} \alpha$$

feltételbe. Ugyanis

$$\frac{I_0(\gamma a) K_0(\gamma a)}{I_1(\gamma a) K_1(\gamma a)}$$

közeledik 1-hez, ha a γa szorzat nő. Ha ezt a közelítést elfogadjuk, akkor a

$$\gamma^2 = \beta^2 - k^2$$

összefüggésből

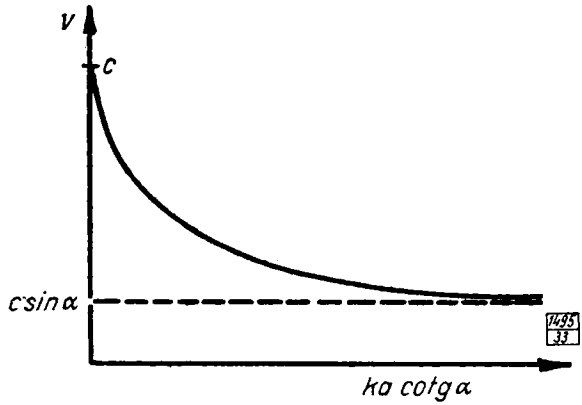
$$\sin \alpha = \frac{k}{\beta}, \tag{6.30}$$

és a z-irányú sebesség valóban

$$v = c \sin \alpha \approx c \frac{m}{2\pi a}.$$

Ez a közelítés azonban nem helyes, ha ka ctg α kis szám, tehát ha a spirális túlságosan szűk és a menetemelkedés nagy. Ebben az esetben v nagyobb, mint c sin α, és erősen közeledik a c érték felé.

A v sebesség tehát a méreteken kívül a frekvenciától is függ, vagyis a hullámterjedésnek diszperziója van. A haladóhullám csövet általában olyan frekvenciasávban használják, amelyben a diszperzió nem nagy.



33. ábra. A hullám terjedési sebessége a lassító vonalon

Megjegyezzük még, hogy ha α kis szög, akkor cos $\alpha \approx 1$, és így $\gamma \approx \beta$. Az összetevők fent megadott értékeiből mindenekelőtt kiszámíthatjuk a Poynting—Umov-vektor integrálját a z-tengelyre merőleges síkban. Ez megadja a továbbhaladó teljesítményt. A hengerszimmetria folytán a Φ-irányú integrálás 2π-vel való szorzássá válik és csak r irányban kell integrálni.

$$P = \frac{1}{2} 2\pi Re \left[\int_0^\infty (\boldsymbol{E}_r \boldsymbol{H}_\Phi - \boldsymbol{E}_\Phi \boldsymbol{H}_r) r \mathrm{d}r \right] \tag{6.31}$$

Az összefüggésben a különböző Bessel-függvények szorzata és összege szerepel. A végeredmény eléggé hosszú és nehezen kezelhető képletet szolgáltat. Nagy γa és kis α esetében a következő közelítő értékkel számolhatunk:

$$P \approx A^2 I_0^2(\gamma a) \frac{ka}{60}, \tag{6.32}$$

ahol A a térerő-összetevők abszolút nagyságát megadó tényező.

Mivel

$$\boldsymbol{E}_z = A\gamma I_0(\gamma r), \tag{6.33}$$

a teljesítmény az $r = a$ helyen fellépő térerővel egyszerűen kifejezhető:

$$P \approx \frac{E_z^2(a)}{\gamma^2} \frac{ka}{60} . \tag{6.34}$$

Kifejezhetjük azonban a teljesítményt azzal a térerővel is, amely a tengelyben, tehát az $r = 0$ helyen lép fel. Ez

$$E_z(0) = A\gamma, \tag{6.35}$$

tehát a teljesítmény:

$$P \approx \frac{E_z^2(0)}{\gamma^2} I_0^2(\gamma a) \frac{ka}{60} . \tag{6.36}$$

A mi számunkra a térerőnek az az értéke a fontos, amely az elektronok pályáján lép fel. Mivel a gyakorlatban a nyalábot kénytelenek vagyunk sokkal szűkebb keresztmetszeten tömöríteni, mintsem hogy a spirális belsejét teljesen betöltsük, tehát a második kifejezést kell használnunk. (Az első kifejezést akkor alkalmaznánk, ha az elektronnyalábot gyűrűalakú keresztmetszettel lehetne a spirál közvetlen közelében futtatni. Ez azonban nagy áramfelvétellel járna.)

A teljesítménnyel és térerővel definiálhatjuk a hullámellenállás értékét:

$$r_h = \frac{\hat{U}^2}{2} \cdot \frac{1}{P} = \frac{\hat{E}_z^2}{2\beta^2} \cdot \frac{1}{P} . \tag{6.37}$$

(Az 1/2 tényező a csúcsértékek miatt lép fel.) A $\beta \approx \gamma$ és $\operatorname{ctg} \alpha \approx \frac{\gamma}{k}$ közelítések felhasználásával a hullámellenállás értéke:

$$r_h \approx \frac{E_z^2}{2\beta^2} \cdot \frac{\gamma^2}{E_z^2} \cdot \frac{1}{I_0^2(\gamma a)} \cdot \frac{60}{ka} \approx \frac{30}{\gamma a} \operatorname{ctg} \alpha \frac{1}{I_0^2(\gamma a)} . \tag{6.38}$$

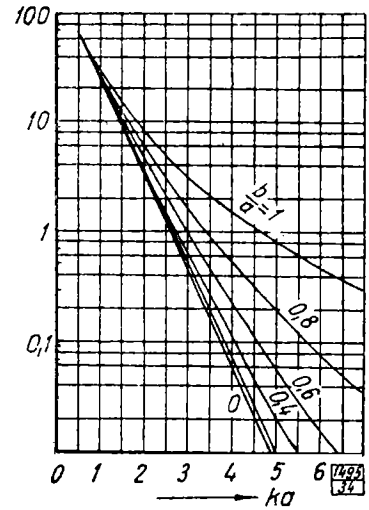
Ha pedig a nyaláb sugara $0 < r < a$, akkor integrálással kell az átlagos impedanciát meghatároznunk.

Mint ahogy a 34. ábrából látjuk, az impedancia valóban gyorsan esik, ha a spirális tágul. Az esés exponenciális, ha a nyaláb keskeny marad, de kisebb értékben akkor is megvan, ha a nyaláb csaknem kitölti a spirált. A gyakorlatban a nyaláb sugara nem igen lehet nagyobb, mint $0{,}7a$, többnyire azonban olyan keskeny, hogy $r = 0$ értékkel lehet számolnunk.

A gyakorlati esetekben nem áll fenn az a feltétel, hogy γa értéke nagy, de a közelítő impedancia-értékek nem térnek el nagyon a pontos értékektől. Az erősítés számításánál még

csekélyebb lesz a különbség, mert ott az impedancia harmadik gyöke szerepel. A pontosabb számítás céljára az irodalomban görbéket találunk [10].

A közelítés legfőbb hibája az, hogy a folytonosnak tekintett hengerfelület nem engedi meg, hogy a drótszálat magát (a spirális huzalját) zárt mágneses erővonalak vegyék körül. A valóságban pedig ez a helyzet. Pontosabb számításnál már ezt is figyelembe kell vennünk. Az eredmények azonban alig térnek el a hengerközelítéstől, mindaddig, amíg a frekvencia nem emelkedik olyan nagy értékre, hogy már egyetlen menet megfelel egy teljes hullámhossznak.



34. ábra. a sugarú spirális hullámellenállása a tengelyében haladó b sugarú elektronnyalábra vonatkoztatva

Ennél az értéknél megváltozik a téreloszlás és magasabb módusok kezdenek kialakulni. (Ilyen magasabb módusok fellépnek elvileg mélyebb frekvencián is, de olyan kis mértékben, hogy nyugodtan vehetjük úgy, mintha az egész energia alapmódusban terjedne.)

Olyan frekvencián, ahol a működés normális, a finomabb közelítéseknek akkor van szerepük, ha kiterjedt nyalábbal van dolgunk, amelyben a spirális közvetlen közelében is haladnak elektronok. Ebben az esetben figyelembe kell venni a drót véges vastagságát is.

A gyakorlatban általában a legegyszerűbb közelítő képletekkel megelégedhetünk, hiszen a geometriai méretek sem tarthatók egészen pontosan, a nyaláb keresztmetszete pedig ingadozik és pontosan meg sem határozható.

Mennyiben függ tehát az erősítés a frekvenciától? A cső teljes erősítése nemcsak C értékével arányos, amelyben az impedancia harmadik gyöke szerepel, hanem $N_r = z_0/\lambda_g$ értékével is. Növekvő frekvenciával r_h impedancia és vele C is csökken, de viszont $\lambda_g = v/f$ csökken, tehát N nő. Az összes erősítés mély frekvenciáktól indulva először nő; $\gamma a = 1{,}5$ körül maximumot ér el (keskeny nyalábnál), azután csik. Maximuma

elég lapos és ezért a megfelelően méretezett csövek közel oktáv szélességű sávon jól erősítenek. Látni fogjuk ugyan, hogy ez a sávszélesség illesztési problémák folytán nehezen használható ki, de mindenesetre kielégíti az átviteltechnika minden igényét. γa egyéb értékeinél a frekvenciafüggés erősebb, de nem kritikus. Veszélyessé csak akkor válik, ha (mély frekvenciáknál) erős a diszperzió, tehát ha

$$\gamma a = \frac{2\pi}{\lambda} a \frac{2\pi a}{m} < 1, \tag{6.39}$$

vagy pedig akkor (nagyfrekvenciáknál), ha a teljes hullámhossz egyetlen menetnél kisebb

$$\frac{2\pi}{\lambda} a > 1. \tag{6.40}$$

Példaképpen érdemes megjegyezni, hogy $\gamma a = 1{,}5$-nél az impedancia a tengelyben $r_h = 8 \operatorname{ctg} \alpha$. $I = 4$ mA és $U = 1500$ V esetében $\operatorname{ctg} \alpha \approx c/v \approx$ ≈ 15, $r_h = 120\ \Omega$. Az erősítési paraméter $C = 0{,}04$ körül van, a tényleges erősítés azonban általában kisebb lesz, mint az elméleti érték, aminek okát részben a számítások egyszerűsítésében, részben gyakorlati tökéletlenségekben (pontatlanságok, aszimmetriák) kell keresni.

6.2. Terhelt vonal

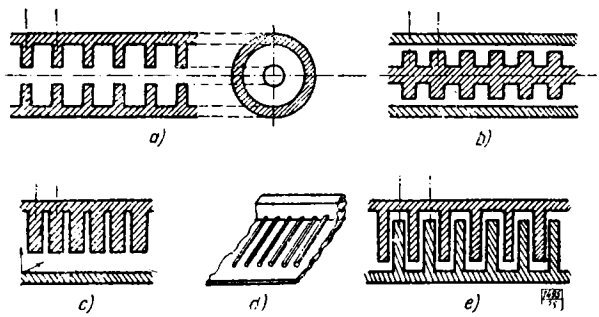
Mint ahogy már többször említettük, a haladóhullámú csövekben lassító tápvonal gyanánt legtöbbnyire spirálist alkalmaznak. A spirális konstrukciója egyszerű, villamos szempontból pedig megvan az a nagy előnye, hogy diszperziója igen csekély, tehát nagyon széles működési frekvenciasávot biztosít, és azon belül rezonáló elemeket nem tartalmaz.

Vannak azonban esetek, amikor a spirális hátrányai súlyosan esnek latba. A vékony drótmenetek könnyen felizzanak a rajtuk áthaladó nagyfrekvenciás teljesítménytől, vagy esetleg a felvett elektronok áramától. Igen rövid hullámok erősítéséhez olyan szűk és sűrű spirálisra van szükség, amelynek kivitele és szerelése már technológiai nehézséget okozhat. Különösen sűrű és szűk spirálist kell alkalmazni, ha kis anódfeszültséget, tehát kisebb sebességű elektronnyalábot kívánunk felhasználni.

Ilyen különleges esetekben alkalmazza a technika a terhelt tápvonalakat. Ezek a vezetékek nem homogének, hosszirányukban szakaszosan ismétlődő geometriai változásokat találunk. Legtöbbjüket úgy lehet felfogni, mint ha üregrezonátorokkal terhelnénk szabályosan ismétlődő távolságban egy egyszerű koaxiális tápvonalat vagy hullámvezetőt (üreglánc).

Mint ahogy a 2.1. fejezetben láttuk, egyszerű homogén tápvonalaknál a terjedési sebesség közelítőleg egyenlő a fénysebességgel. De ha a hosszegységre eső $\bar{L}$ induktivitást vagy $\bar{C}$ kapacitást megnöveljük, a hullámok terjedési sebessége csökken a (2.5) összefüggés következtében. Éppen ez a lényege a vonal mesterséges terhelésének: a szabályos távolságokban elhelyezett terhelő elemek megnövelik a folytonosan elosztott induktivitást, illetve kapacitást.

Ha a terhelő elem párhuzamos rezgőkör, önrezgése alatt induktivitásként, önrezgése fölött kapacitásként működik, a soros rezgőkörnél pedig fordítva áll a helyzet. Ugyanez vonatkozik az üregrezonátorokra is, amelyeket önrezgésük környékén



35. ábra. Különböző terhelt vonalak (üregláncok)

rezgőköröknek tekinthetünk. (A csatolás módja dönti el, hogy a soros vagy a párhuzamos analógia irányadó-e.)

Képzeljünk el pl. egy üreglláncot, amely soros üregekkel terhelt koaxiális vezetékből áll. Ha messze vagyunk az üregek rezonanciájától, a soros terhelő-impedanciák olyan kicsinyek, hogy a terjedési sebesség alig tér el a fénysebességtől. Ha azonban a frekvenciát emeljük, a rezonancia közelében az induktív impedancia hirtelen megnő, a terjedési sebesség pedig erősen csökken. Így tehát az erős diszperzió következtében csak igen keskeny sávban állhat fenn az, hogy a hullámok és elektronok közel azonos sebességgel haladnak.

Meg kell jegyeznünk, hogy a terhelt tápvonalak elmélete rendkívül bonyolult és a fenti egyszerűsített szemléletes kép csak durván közelíti meg a valóságot. Nem térhetünk ki a vonal hullámellenállásának számítására sem, csak megjegyezzük,

hogy az erősen frekvenciafüggő, de keskeny sávon sokkal magasabb értékek érhetők el, mint spirálissal [19]. Mivel a kis terjedési sebesség ugyanekkor kis anódfeszültséget tesz szükségessé, az (5.44) egyenlet értelmében nagy értékű C erősítési paraméterre van kilátás, vagyis az egy hullámhosszra jutó erősítés nagy lehet. Tekintettel a kicsiny terjedési sebességre, nagy erősítés rövid csőhosszak mellett valósítható meg.

A lassító tápvonal néhány különböző elvi megoldását a 35. ábrán mutatjuk be. Elméletileg legjobban a «fésű» típusú vonal viszonyai vannak tisztázva szovjet tudósok munkája alapján [20].

A gyakorlatban más megoldásokkal találkozunk. Önként adódik pl. az a gondolat, hogy egy koaxiális vezeték belső erét egyforma távolságban elhelyezett körtárcsákkal látják el. Az elektronnyaláb a külső ér és a tárcsák széle közötti térben halad. Ez a tér biztosítja az üregek közötti csatolást is. Ez a szerkezet természetesen sokkal robusztusabb, és nagyobb teljesítményt képes felvenni, mint egy vékony spirális. Az irodalom ismertet egy 6 cm hullámhosszon működő típust, amely 2% sávszélességben működik és 125 W teljesítményt szolgáltat [21].

Más esetben az elektronok pályáját masszív fémtömb veszi körül és ebbe bevágva helyezkednek el egymástól szabályosan ismétlődő távolságra az üregek, amelyeket keskeny csatorna köt össze.

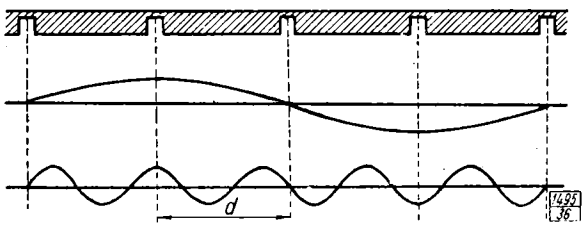
Ez a felépítés az üreges magnetronnak felel meg. Az ilyen esetekben természetesen a villamos tér tengelyirányú összetevője — ez érdekel minket elsősorban — nem változik folyamatos szinuszfüggvény szerint. A tér lényegileg az egyes üregekben van koncentrálva, akár egy többüreges klisztronban. Más szavakkal ez azt jelenti, hogy egyetlen szinuszalakú hullámfüggvény nem elegendő arra, hogy a tér eloszlását az üregláncalakú tápvonalban leírja, hanem ehhez több periodikus hullámfüggvény összetételére van szükség. Itt tehát a továterjedő hullám esetében találunk hasonló jelenséget, mint amilyent bonyolult rezgés esetében ismerünk. Van azonban különbség is. A rezgés általános esetben, Fourier tétele értelmében végtelenül sok különböző frekvenciájú harmonikus színuszrezgés összetételével írható le. A teljes matematikai kifejezésben tehát ω_0 alapfrekvencián kívül a $2\,\omega_0$, $3\,\omega_0$ stb. frekvencia is fellép. A hullámnál viszont nem az idő szerinti, hanem a hely szerinti változás az, amelyet több, mégpedig különböző terjedési állandójú egyszerű hullámmal kell kifejezni. Ezeket az

egyszerű hullámokat nevezzük a teljes hullámjelenség «térharmonikusainak». Általános esetben végtelenül sok térharmonikus van, a magasabb rendszámú térharmonikusok azonban többnyire elhanyagolhatók.

Matematikai szempontból a térharmonikusok megjelenését a következőképpen magyarázhatjuk: a szakaszos szerkezetű tápvonalban terjedő hullámoknak ki kell elégíteniük azt a feltételt, hogy a tápvonalban ismétlődő d szakaszok mindegyike ugyanakkora Θ értékkel változtatja meg a hullám fázisát, tehát

$$F(z + d) = F(z)\, e^{-j\Theta}, \tag{6.41}$$

ahol Θ értéke 0 és π közé esik. z itt a tápvonal hosszirányú koordinátája. Mivel a fenti összefüggés minden időpillanatban fennáll, t változó nem szerepel benne.



36. ábra. Alaphullám és térharmonikus hullám az üreglláncban ($\Theta_0 = \pi/2$)

Ha a (6.41) egyenletet egybevetjük az egyszerű szinuszalakú hullámok terjedésére vonatkozó (2.7) egyenlettel, látjuk, hogy Θ összefügg a β terjedési állandóval és a v terjedési sebességgel:

$$\Theta = \beta d, \tag{6.42a}$$

$$v = \frac{\omega d}{\Theta}. \tag{6.42b}$$

A (6.41) egyenlet természetesen akkor is kielégül, ha Θ helyébe $\Theta + 2\pi$, illetve $\Theta + n\,2\pi$ fázisszöget írunk, ahol n egész szám. Az ilyen módon jellemzett hullámok tehát ugyancsak terjedhetnek a tápvonalon, de azonos ω frekvencia mellett másmás terjedési állandóval, illetve sebességgel. Ha az alaphullám állandóit most Θ_0, β_0 és v_0 betűkkel jelöljük, a lehetséges értékek:

$$\Theta_n = \Theta_0 + 2\pi n, \tag{6.43a}$$

$$\beta_n = \frac{\Theta_0 + 2\pi n}{d}, \tag{6.43b}$$

$$v_n = \frac{\omega}{\beta_n} = \frac{\omega d}{\Theta_0 + 2\pi n}. \tag{6.43c}$$

Bebizonyítható [19], hogy a ténylegesen fellépő hullám minden szakaszos tápvonalban a (6.43) egyenleteknek megfelelő különböző amplitudójú térharmonikus hullámoknak az összetételéből áll:

$$\boldsymbol{E} = \Sigma \hat{\boldsymbol{E}}_n \, \mathrm{e}^{j(\omega t - \beta_n z - \varphi_n)}. \tag{6.44}$$

Az elmélet szerint a (6.44) egyenletben leírt összetevők terjedési sebessége (fázissebessége) egymástól különböző ugyan, de az energia terjedésének sebessége (v_{cs} csoportsebesség) minden hullámnál azonos lesz. Mint ahogy az optikában ismeretes, a csoportsebesség a terjedési állandó frekvenciafüggésével határozható meg:

$$v_{cs} = \frac{\mathrm{d}\,\omega}{\mathrm{d}\,\beta_n} = \frac{\mathrm{d}\,\omega}{\mathrm{d}\,\beta_0}. \tag{6.45}$$

Homogén tápvonalaknál (ahol a d szakasz hossza végtelenül kicsi) előfordulhat, hogy az alaptól különböző térharmonikus hullámok amplitudója 0 lesz.

A gyakorlatban előforduló tápvonalak közül csak a spirális tekinthető homogénnek, de az is csak első közelítésben. Üreglánc esetében mindig jelentékeny a térharmonikusok amplitudója. Ez módot ad egy új csőszerkesztési elv alkalmazására. Az üreglánchan haladó elektronnyalábnak olyan sebességet adhatunk, hogy a keletkező sűrűsödési hullám ne az alaphullámmal, hanem valamelyik térharmonikussal haladjon együtt. Ha pl. az alaphullámnál d távolság fél hullámhossznak felel meg, vagyis $\Theta_0 = \pi$, akkor $\Theta_1 = 3\pi$, tehát az első térharmonikus sebessége harmadakkora mint az alaphullámé és így harmadakkora a szükséges elektronsebesség is.

Gyakorlati jelentősége főleg az első térharmonikusnak van. Mód van tehát arra, hogy adott szerkezet mellett kisebb elektronsebességet használjunk, de mód van arra is, ami még sokkal fontosabb: hogy ti. bizonyos esetben adott sebességre nagyobb geometriai méretekkel építhetjük meg a csövet. Ennek különösen a legnagyobb frekvenciáknál van jelentősége, ahol egyébként gyakorlati finommechanikai nehézsége lenne a parányi üregek

sűrű elhelyezésének. A térharmonikus-elv alkalmazásával viszont sikerült olyan csövet szerkeszteni, amely 6 mm hullámhossznál (48 000 Mc/s) erősít [22].

A közönséges üregláncnál szélesebb sávot biztosít az egymásba nyúló ujjakból álló vonal, amelyet egyébként a «Turbátor» néven ismert kis magnetronban is alkalmaznak [23].

Sok eredménnyel biztató új megoldás az ún. szűrőspirális, amely a terhelt tápvonal és az egyszerű spirális előnyeit kombinálja. Lényegében olyan spirális, amely nem teljesen homogén, hanem hullámellenállása periodikusan változik. A szabályosan ismétlődő terhelést sokféle módon lehet biztosítani, pl. a spirális külső vagy belső oldalán elhelyezett gyűrűkkel. Legegyszerűbb az a megoldás, amelynél a spirálisban szabályos távolságú rövid szakaszokon a rendestől eltérő menetemelkedést alkalmaznak [24].

A szűrőspirálissal elérhető sávszélesség a rendes spirális és a terhelt tápvonal által lehetővé tett értékek között van (általában 100—200 Mc/s). Ez kielégíti a gyakorlati igényeket, de nem teszi szükségessé a 6.4. fejezetben említésre kerülő különleges eszközöket. A spirálissal működő csövek 5—10%-os hatásfokával szemben az új eszköz 20—25% hatásfokot nyújt, és lehetővé teszi kis anódfeszültség alkalmazását. Szűrőspirális van az eddig készült legkisebb zajú kísérleti csőben is, amelynek zajtényezője 8 dB [25].

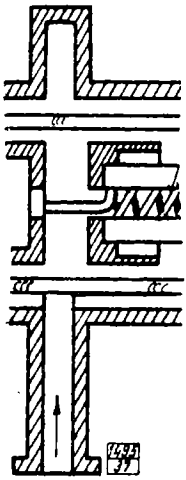
6.3. A vonal illesztése

A haladóhullámú cső egyik legfontosabb problémája az erősítendő jelnek bevezetése és a felerősített jelnek a kivezetése. A nagyfrekvenciás energia centiméteres hullámhosszaknál vagy koaxiális kábelen, vagy hullámvezetőn (csőtápvonalon) halad. Az illesztés problémája az, hogy ennek az energiának visszaverődésmentesen kell a spirálra jutnia, illetve a spirálról a vezetékre átmennie. Megnehezíti a dolgot az, hogy a spirális benn van az elektroncsőben, amelyet rendesen még egy nagy mágnestekercs is körülvesz.

Nemcsak egyszerűen az a feladat itt, hogy két különböző hullámellenállású tápvonalat kell megfelelő átmenettel összekötni, hanem ennek az átmenetnek a tápvonal hullámformáját is át kell vezetni a spirális eltérő, jellegzetes hullámformájába. Már az első feltétel kielégítése sem könnyű, mert ahogyan láttuk: a spirális impedanciája néhány száz Ω nagyságrendű, szemben a tápvonalak szokásos 50—70 Ω-jával. Sokkal nehezebb a

második feltétel megoldása, különösen széles sávon, mert az átmenetek általában frekvenciafüggőek.

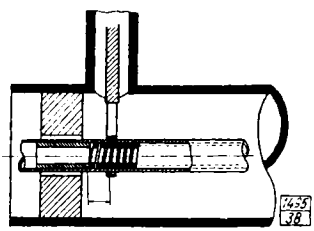
A 10 centiméternél nagyobb hullámhosszaknál a spirálishoz koaxiális kábel csatlakozik, a 6 centiméternél rövidebb hullámhosszaknál pedig csőtápvonal. A 6—10 centiméter közötti, gyakorlatilag rendkívül fontos sávban azelőtt általában csőtápvonallal, legújabban inkább koaxiális kábellel történik a csatlakozás.



37. ábra. Hullámvezető és spirális illesztése

A szokásos megoldás mindkét esetben az, hogy a spirális két vége közönséges koaxiális kábelbe megy át. Ezzel a probléma vissza van vezetve a mikrohullámú technikában egyébként gyakran szereplő csőtápvonal-koaxiális, illetve koaxiális-koaxiális átmenetre. A sávszélesség azonban lényegesen nagyobb a szokásosnál. Ezenkívül különleges technológiai problémát jelent, hogy a csatlakozásnak a cső üvegfalán keresztül kell haladnia.

A spirális átmenete koaxiális vezetékbe rendszerint úgy történik, hogy a menetemelkedés exponenciálisan növekszik, míg végül a csavarodás teljesen eltűnik és a spirális vagy belső erévé, vagy külső köpenyévé válik egy koaxiális kábelnek. Az exponenciális átmenet csak akkor tekinthető szélessávú transzformátornak, ha legalább egy hullámhossznál nagyobb szakaszra terjed. Gyakorlati okok szükségessé tehetik, hogy azt az eret, amelyben a spirális végződik, csőszerűen képezzük ki, és az elektronágyút a cső belsejében helyezzük el. Ebben az esetben kúpszerűen tágulni is kell az exponenciális átmenetnek [26].



38. ábra. Koaxiális tápvonal és spirális illesztése

Keskeny sávon az exponenciális illesztő szakasz el is maradhat, ha a spirális rövid egyenes drótdarabbal végződik (kis antenna), amelyet utána még egy kb. $\lambda/4$ hosszúságú koaxiális vezetékdarab zár le. A pontos méreteket kísérletileg szokás meghatározni. A negyedhullám hosszúságú szakasz belső hengere a külső hengerrel rövidzárlatban van.

Hullámvezető és spirális illesztésénél a négyszögletes csőtápvonal széles felülete merőleges a spirál tengelyére. A haladóhullámú cső keresztülhalad a hullámvezetőbe vágott nyíláson. A spirális vége mint szonda helyezkedik el úgy, hogy sugárzási impedanciája megfeleljen a hullámvezető impedanciájának és a szonda körül gerjesztett mező könnyen mehessen át a hullámvezető mezejébe. A hullámvezetőnek azt a végét, amely az elektroncsövön túl esik, mozgatható dugattyúval szokás lezárni. Ez lehetőséget ad arra, hogy igen széles sávon lehessen hangolni az illesztést, amely a dugattyú bármilyen állásánál is többszáz Mc/s sávszélességet biztosít.

Ezt a megoldást akkor is használják, ha a külső tápvonal koaxiális kábel. Ilyenkor a hullámvezető csak rövid darab, amely üregrezonátornak is tekinthető. A kábel és a spirális egy-egy antennával nyúlik be az üregbe: az egyik antenna gerjeszti, a másik pedig kicsatolja belőle a gerjesztett energiát.

A közvetlen koaxiális-koaxiális átmenet lényeges momentuma az, hogy a két vezeték egymásra merőleges. Az egyik köpeny belétorkollik a másikba. A belső erek csatlakozása úgy történik, hogy a kívülről jövő kábel belső ere gyűrűalakban végződik. Ez a gyűrű fogja körül a spirálist bevégző vonaldarab belső erét. A valóságban természetesen maga a haladóhullámú cső van keresztülhúzva ezen a gyűrűn. A belső erek tehát egymással nem érintkeznek galvanikusan. A kívülről jövő érnek utolsó negyedhullámhosszúságú darabja vékonyítva van. Ez, valamint a másik vonalnak a csatlakozáson túlterjedő hossza befolyásolja a visszaverődés csökkentését. Ez a csatlakozás közel 30%-os sávszélességet biztosít. A méretezés itt is teljesen kísérleti alapon történt; csupán a megoldás elvét írta elő az elmélet [27].

Hogy a cső hosszát csökkentsék, legújabban olyan megoldást találtak, amelynél a spirális végéről vissza van hajtva az antenna és a lezáró rövid koaxiális vonaldarab is magát a spirálist veszi körül [28]. A legfrissebb illesztési módnál pedig a spirális két vége a burán kívül haladó két rövid spirális-darabbal van szoros csatolásban [28a].

6.4. Beépített veszteség

Ha a lassító vonal a hullámellenállásnak megfelelő terheléssel van lezárva, nem lép fel visszaverődés, tehát a matematikailag lehetséges négy hullám közül a negyedik hiányzik. Ha az illesztés nem tökéletes, a negyedik hullám az elektronokkal ellenkező irányban visszajut a cső bemenetére. Mivel ezt a hullámot az elektronok nem befolyásolják, útközben se nem erősödik, se nem gyengül. A cső bemenete többnyire

szintén nincs tökéletesen illesztett ellenállással lezárva, és így ott újabb visszaverődés áll be: a cső bemenetén tehát megjelenik a kimenőteljesítménynek bizonyos hányada és újból végig fut a csövön.

A folyamat a közönséges csövek visszacsatolására emlékeztet. Ott is visszajut a kimenőteljesítmény egy része a cső bemenetére. Ott azonban a visszacsatolt feszültség fázisától és nagyságától függ, hogy begerjedés lép-e fel, itt viszont a fázisfeltétel automatikusan teljesül, a begerjedés tehát beáll, ha elég nagy a visszacsatolt teljesítményhányad. A cső hossza ugyanis 40—50 hullámhossznak felel meg. Bármilyen frekvencia körül akad tehát 1% széles sávon belül olyan frekvencia, amelynél a visszavert hullám a második visszaverődés után éppen helyes fázisban jelenik meg. A begerjedést tehát csak az küszöböli ki, ha a kétszeres visszaverődés veszteség nagyobb, mint a cső erősítése.

Ezt a feltételt könnyű teljesíteni a terhelt vonallal működő csöveknél, amelyek csak keskeny sávban erősítenek. Spirális alkalmazásánál azonban az erősítés már igen széles sávon jó és igen nehéz a jó illesztést a teljes sávban biztosítani. A cső működését más módon kell gerjedésmentessé tenni, mégpedig úgy, hogy szándékosan veszteségessé teszik a lassító vonalat.

Ez a fogás első pillanatra egy erősítőcsőben nagyon paradoxnak látszik. A dolog azonban úgy áll, hogy a veszteség csak a visszafelé haladó káros hullámot csillapítja teljes mértékben. A jó irányban haladó három hullám ugyanis a veszteséges tápvonal és az elektronnyaláb csatolásából keletkezett összetett rendszerben halad, amelyben a veszteség csak kis mértékben befolyásolja az erősítést. Közelítőleg: ha a veszteségmentes csőben A dB lenne az erősítés és maga a veszteség elektronok jelenléte nélkül V dB csillapítást okozna, a csőben ténylegesen mérhető erősítés az elmélet szerint, amelyet a mérések igazolnak, legalább $A - V/3$ dB lesz, esetleg megközelíti A értékét.

Valami veszteségeminden spirálisnak van mikrohullámon a bőrhatás (skin effect) következtében. Ez azonban rendszerint nem elegendő. A veszteség növelésére kétféle módszer van elterjedve. Az elsőnél mesterségesen idéznek elő igen nagy bőrhatást azzal, hogy a spirálist ferromágneses anyagból, esetleg tiszta vasból készítik. Bár ez a megoldás is hozott jó eredményt, mégsem terjedt el a technikában, mert a nagyfrekvenciás térre befolyást gyakorol. Hasonló lehetőség a csillapításra, ha a spirál mechanikai tartószerkezetét szándékosan olyan anyagból képezik ki, amelynek jelentős nagyfrekvenciás vesztesége van. (Bizonyos üvegfajták, kerámiák.) Nehézséget okoz azonban a veszteség pontos értékének beállítása.

A másik és elterjedt módszernél a csillapítást bizonyos helyre tömörítik, rendszerint úgy, hogy ott a spirálist tartó szigetelőt félvezető bevonattal, pl. kolloidális grafitszuszpenzióval vonják be. Az ilyen lokalizált csillapítás a hullám terjedését a vonalban teljesen elnyomja. Az energia itt az elektronnyalábban megy tovább erősítés nélkül, mégpedig — mint ahogy az V. fejezetben elmondottakból következik — két egymástól kismértékben elmaradó elektronhullám formájában. Amikor a csillapító-szakasz véget ér, újból megindul az erősítési folyamat. Az energiaveszteség nem több, mint a kettős diszkontinuitás folytán előálló néhány dB., tehát kevesebb, mint osztott csillapításnál. Ezenkívül az erősítés számításánál le kell vonni a cső aktív hosszából a csillapító-szakaszt. A visszafelé haladó hullám számára természetesen hatásos a grafitréteg okozta teljes csillapítás (30—40 dB).

Ügyelni kell arra, hogy a csillapító-szakasz folyamatos átmenettel kezdődjék és végződjék, máskülönben mindjárt ennek a határán lépne fel a visszaverődés és a cső első szakasza önmagában begerjedhetne. Ha pl. a spirálist külső üvegcső tartja, az üvegcső belső oldalára felvitt néhány cm hosszú grafitbevonatot két végén exponenciálisan keskenyedő ékekkel kell befejezni.

Uj javaslatként merült fel a ferrit-anyagú csillapító-elemek alkalmazása.

Eltérők a vélemények afelől, hogy ezt a csillapító-szakaszt hová kell helyezni. A cső végén már viszonylag nagy teljesítményeket nyel el és csökkenti a hatásfokot. A cső elején gátolja a háromféle hullám kialakulását, ami pedig az erősítési mechanizmus előfeltétele. Többnyire tehát a cső közepére helyezik, néha pedig a bemenet és a közép közé a cső hosszának harmadában.

A csillapítás optimális értéke az, amely csak minimálisan múlja felül a jó irányban haladó hullám tényleges erősítését. (Tényleges erősítés = teljes erősítés — kezdeti veszteség — osztott csillapítás harmada.) Ha pl. az erősítés hullámhosszanként 1,5 dB, és a cső aktív hossza a $\lambda_g = \frac{v}{c}\lambda$ rövidített hullámhossz 30-szorosa, akkor osztott csillapításnál a következő feltétel biztosítja a stabilitást:

$$45 - 9{,}5 - \frac{V}{3} \leqq V. \tag{6.46}$$

Ebből a csillapítás $V \approx 30$ dB-re adódik, a cső tényleges erősítése pedig kb. 25 dB lesz.

Gondolnunk kell arra, hogy a kicsatolásnál fellépő visszavert hullám esetleg valamilyen magasabbrendű módusban halad és «megkerüli» a beépített veszteséget. Az energia bizonyos hányada pl. fénysebességgel haladhat a spirálison kívül. Ennek a hullámnak a terjedését azonban lehetetlenné tehetjük, ha magának a csőnek külső üvegfelületét is bevonjuk csillapító grafitréteggel.

A fentiekből következik, hogy rezonáló elemekből álló terhelt vonal esetén erre a beépített csillapításra nincs szükség. Feleslegessé válik akkor is, ha a spirálist nem az egyenletes terjedési sebesség széles sávjában működtetjük, hanem annál a frekvenciánál, ahol a vonalnak erős diszperziója van. Mint ahogy láttuk, ez az eset áll fenn, ha $2\pi a \operatorname{ctg} \alpha < \lambda$ (nagy menetemelkedésű, szűk spirális).

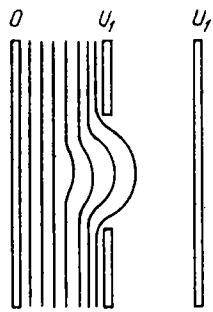
A hullámsebesség és az elektronnyaláb sebessége itt csak szűk sávban eshet össze. Ilyen szűk sávban könnyen biztosítható olyan illesztés, amely mellett a cső két végén keletkező reflexiós veszteség sokkal nagyobb, mint az erősítés. Ez biztosítja a gerjedésmentes működést.

HETEDIK FEJEZET

AZ ELEKTRONNYALÁB

7.1. A nyaláb tágulásának okai

Mint ahogy láttuk, a haladóhullámú cső működésének egyik alapja az egyenletes sebességgel haladó elektronnyaláb, amelynek hosszirányú pályája sokkal nagyobb, keresztirányú



39. ábra. Katódból és nyílással ellátott anódból álló elektronoptikai rendszer (egyszerű szórólencse).

átmérője pedig lényegesen kisebb egy rövidített hullámhossznál. Ilyen hosszú nyalábra a klasszikus elektroncsöveknél nincsen példa, katódsugárcsövekben viszont az áramerősség sokkal kisebb. Az elektronnyaláb előállítása tehát itt új problémákat vet fel [29].

Legegyszerűbbnek látszik, ha sík katódot veszünk és azzal párhuzamosan helyezzük el a gyorsító-elektródát. A katód célszerűen köralakú, a gyorsító pedig vagy henger- vagy köralakú apertúra (nyílás egy lemezen). Így a katód és gyorsító

közötti térben lényegileg homogén térerő van, a gyorsító tér pedig erőmentes, állandó potenciálú. A potenciál fenntartásáról úgy gondoskodunk, hogy a spirális, valamint a cső végén elhelyezett gyűjtőanód feszültsége azonos a gyorsító feszültségével.

Sajnos, ebben az esetben az elektronoptika elemi szabálya szerint az apertúra maga mint szóró elektronlencse működik. A lencse gyújtótávolsága a gyorsítófeszültség négyszerese osztva az elektróda két oldalán fellépő térerősségek különbségével:

$$f \approx \frac{4\,U_0}{0 - E_0} \approx -4\,d. \tag{7.1}$$

A gyorsító elhagyása után tehát az elektronok nem párhuzamosak többé; a szélső elektronok egy kúp alkotóin mozognak tovább. Nem segít az sem, ha egyszerű apertúra helyett rácsot alkalmazunk, mert a rács minden nyílása külön-külön apertúrának fogható fel, tehát ugyancsak szűrőlencse gyanánt működik. Ezt a hibát azonban két lencsével kiküszöbölhetjük. Egymás után két apertúrát kell alkalmaznunk s a feszültségeket úgy választjuk meg, hogy az első lencse gyűjtő, a második pedig szóró legyen és fókusztávolságuk abszolút értéke egymással megegyezzék:

$$f_1 \approx \frac{4\,U_1}{E_2 - E_1} \approx -f_2 \approx \frac{4\,U_2}{0 - E_2}\,. \tag{7.2}$$

A két lencse hatása így ellensúlyozza egymást és az elektronágyút párhuzamos nyaláb hagyja el. A feszültségek és távolságok betartása igen kényes, úgyhogy a valóságban számolnunk kell bizonyos megmaradt radiális sebességgel [29].

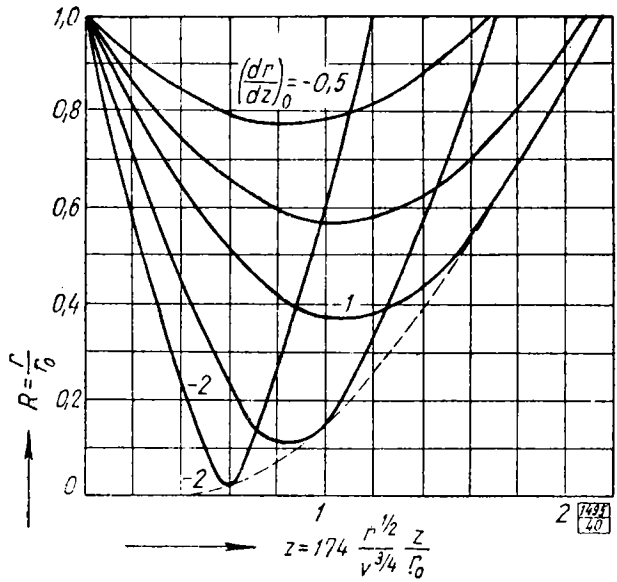
Radiális sebesség azonban akkor is fellép, ha az elektronágyú tökéletes. A Maxwell-féle sebességeloszlás folytán ugyanis az elektronok a katódot már eleve statisztikusan eloszló irányú és nagyságú termikus eredetű sebességgel hagyják el. Az elektronok zöménél a sebességnek tengelyre merőleges komponense nem nagyobb néhány tized voltnál. Ez ugyan kevés az 1000 V nagyságrendű gyorsítófeszültséghez képest, de már 0,1 V is elegendő ahhoz, hogy az eredő sebesség kb. 1%-kal eltérjen a tengelytől, ami 20 cm hossznál 2 mm eltérést okoz. Ez már számottevő.

A legnagyobb hibát azonban a tértöltés befolyása okozza. A Coulomb-féle taszítóerő folytán az elektronok egymástól

távolodni igyekeznek. Ez a hatás a hosszú elektronpálya mentén összegeződik úgy, hogy a nyaláb mentén a keresztmetszet még aránylag csekély töltéssűrűségnél is állandóan tágul.

A tértöltés által okozott ΔU potenciálváltozás, illetve térerő a Poisson-egyenletből számítható:

$$\Delta U = \operatorname{div} \boldsymbol{E} = \frac{\varrho_0}{\varepsilon_0} \,. \tag{7.3}$$



40. ábra. Konvergáló elektronnyaláb szétnyílása a tértöltés hatására, különböző kezdeti konvergenciáknál

A Poisson-egyenlet helyett azonban Gauss tétele alapján a hengeralakú elektronnyalábra azt is felírhatjuk, hogy

$$2r\pi \frac{\partial U}{\partial r} = \frac{\varrho_0}{\varepsilon_0} r^2 \pi, \tag{7.4}$$

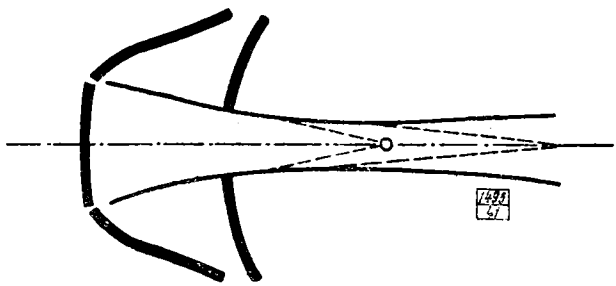
azaz

$$\frac{\partial U}{\partial r} = \frac{i}{v_0} \frac{r}{2\varepsilon_0} \,. \tag{7.5}$$

Ha feltételezzük, hogy a potenciálváltozás az r koordináta irányában nem nagy és a töltéssűrűség független r-től, az elektronpályák kiszámíthatók. Az eredményt implicit alakban nyerjük, ezért inkább görbében ábrázoljuk. A 40. ábrán redukált koordinátákban ábrázoljuk az elektronpályákat.

Kiszámíthatjuk, hogy pl. egy $r_0 = 2$ mm kezdeti sugarú, $I = 10$ mA áramú, $U_0 = 1000$ V gyorsítófeszültségű nyaláb $z = 20$ cm távolságban $r = 20$ mm-re tágulna ki. Még $I = 0{,}6$ mA áram esetében is kétszeresére tágulna a nyaláb.

Még nagyobb szerepe van a tértöltésnek a katód közelében, ahol még kicsi az elektronok sebessége. Ha azonban az elektron-



41. ábra. Különleges elektronágyú a nyalábtágulás meggátlására (Pierce után)

ágyúnak különleges formát adunk, el lehet érni, hogy a katód és a gyorsító között tengelyirányú legyen az elektronok pályája. Homorú katód és homorú gyorsító esetében kúpszerűen szűkülő nyalábot is el lehet érni. A gyorsító apertúrából való kilépés után a kúpszög természetesen a szórólencse-hatás következtében megváltozik, de a nyaláb tovább szűkül mindaddig amíg a tengely felé irányuló sebességösszetevőt le nem győzi a tértöltés hatása. Ettől kezdve tágulni kezd a nyaláb sugara. Így végeredményben homokóraszerű formát nyerünk.

A gyakorlatban a tágulás valamivel kisebb, mint az elméletileg számított érték. A csőben ugyanis a legjobb vákuum esetében is van bizonyos mennyiségű gázmaradék, amelyet az elektronok ionizálnak. A keletkező pozitív ionok nagy tehetetlenségüknél fogva nehezen mozognak, tehát a nyaláb közelében maradnak, és részben közömbösítik az elektronok negatív töltésének hatását. Ha szándékosan gondoskodunk arról, hogy valamivel nagyobb gázmennyiség maradjon a csőben, ez a hatás már elegendő ahhoz, hogy meggátolja a nyaláb szétterjedését.

A 20-as években voltak forgalomban ilyen elven működő elektronsugárcsövek. A tapasztalat azonban azt mutatta, hogy a gáz jelenléte veszélyezteti a katódot és ezért használatukról letértek.

7.2. A tágulás megakadályozása

Az elektronnyaláb párhuzamosan tartására eddig egyetlen módszer vált be: erős tengelyirányú mágnestér alkalmazása. Ezt legegyszerűbben úgy lehet megvalósítani, hogy a csövet egész hosszában sokmenetes tekercsel veszik körül. Lehet azonban megfelelő formájú permanens mágnest is alkalmazni.

A mágnestér hatásának tárgyalásánál, tekintettel a szimmetriára, hengerkoordinátákat használunk. Először azt az egyszerű esetet tárgyaljuk, amikor a tértöltés elhanyagolható, de az elektron a kilépésnél vagy az elektronlencsében valamilyen v_r radiális sebességösszetevőt szerzett. Ebben az esetben fellép az eBv_r Lorenz-erő, amely az elektront körpályára kényszeríti. Mivel azonban közben az elektron tengelyirányban előre is halad, a valódi mozgás csavarirányú. A körmozgás szögsebessége (az ún. ciklotron-frekvencia)

$$\dot{\Phi} = \frac{e}{m} B, \tag{7.6}$$

sugara pedig

$$R = \frac{m}{e} \frac{v_r}{B} = 3{,}37 \cdot 10^{-6} \frac{\sqrt{U}}{B} \text{ méter.} \tag{7.7}$$

Így pl., ha a termikus sebességnek megfelelő feszültségérték $U_T = 0{,}1$ V, akkor $4 \cdot 10^{-3}$ weber/m^2, vagyis 40 gauss esetében a körmozgás sugara $2{,}5 \cdot 10^{-3}$ m lesz.

Mivel $v_r = 0$ esetében az elektronok a tengellyel párhuzamosan tőle r_0 távolságban haladnak, a csavarvonal is erről a pályáról indul ki. Az eredeti r_0 távolsághoz tehát időnként hozzáadódik vagy levonódik a $2R$ átmérő, és ennek következtében a nyaláb keresztmetszete periodikusan változik.

Más problémával állunk szemben, ha a tértöltést kell figyelembe vennünk. Az elektronok akkor z-irányú mágneses és r-irányú villamos térben mozognak. Az elektronok ebben az esetben is a Θ koordinátának irányába eső mozgást nyernek a Lorenz-erő következtében, a szögsebesség értéke azonban más lesz, mint az előbb tárgyalt viszonyok között. Tengelyből kiinduló elektronok számára pl.

$$\dot{\Phi} = \frac{e}{2m} B. \tag{7.8}$$

Ez az érték az ún. Larmor-frekvencia.

Általános esetben fel kell tételezni, hogy a kiindulás helyén nemcsak az elektron r_0 koordinátája, hanem a B_0 mágneses indukció sem azonos a nyaláb későbbi, illetve távolabbi z helyén fellépő B_z indukcióval, és az elektronra ott vonatkozó r koordinátával. Erre az általános esetre vonatkozik az elektronoptika Busch-féle tétele:

$$\dot{\Phi} = -\frac{e}{2m} B_z \left[1 - \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \frac{B_0}{B_z}\right], \tag{7.9}$$

ahol Φ az $r = r_0$, $z = 0$ helyről az (r, z) helyig való haladás közben felvett szögsebesség. Az elmélet szerint azok az elektronok, amelyek eredetileg a legnagyobb r_0 koordinátával léptek ki, tovább is a nyaláb szélén maradnak. Elegendő tehát, ha ezek pályáját vizsgáljuk.

A nyaláb akkor van egyensúlyban, ha a ráható erők (tehát a Lorenz-erő, a tértöltésből fakadó taszítóerő és a centrifugális erő) összege zérus:

$$m\dot{\Phi}^2 + e\frac{\partial U}{\partial r} + e B r \dot{\Phi} = 0, \tag{7.10}$$

ahol

$$\frac{\partial U}{\partial r} = \varrho_0 \frac{r}{2\varepsilon_0} \cdot \tag{7.11}$$

A gyakorlatban a katód vagy benne van a homogén mágneses térben ($B_0 = B_z$) vagy teljesen kívül van ($B_0 = 0$). Először az első esetet vizsgáljuk:

$$\dot{\Phi} = -\frac{e}{2m} B_z \left[1 - \left(\frac{r_0}{r}\right)^2\right]$$

behelyettesítése után a következő összefüggésre jutunk:

$$B_z^2 \left[1 - \left(\frac{r_0}{r}\right)^4\right] = \frac{\varrho_0}{\varepsilon_0} \frac{2m}{e} \cdot \tag{7.12}$$

Ez azt jelenti, hogy adott B_z indukció mellett a $\varrho_0 = I/v_0 r^2 \pi$ tértöltés-sűrűségű nyaláb eredeti sugaráról bizonyos mértékig tágul. Így pl. $I = 10$ mA, $r = 2$ mm, $U = 1000$ V és $B_z = 100$ G esetében $r/r_0 = 1{,}16$. Megjegyzendő azonban, hogy a valóságban a nyaláb az egyensúly sugaránál nagyobb és kisebb értékek között végez periodikus ingadozásokat. A sugár tehát periodikusan változik r_0, r és $r + r - r_0$ értékek között.

A másik esetben, amelynek megoldása Brillouintól származik [30], valamennyi elektron Larmor-frekvenciával mozog: $\dot{\Phi} = \frac{e}{2m} B_z$.

Könnyen kiszámítható a (7.10) egyenletből, hogy ekkor

$$B_z^2 = \frac{\varrho_0}{\varepsilon_0} \frac{2m}{e},$$

és ebből

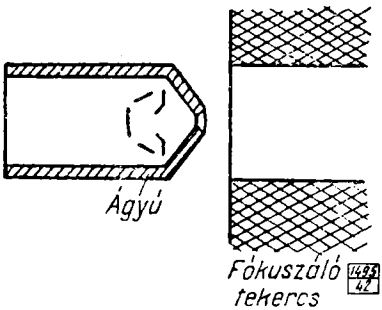
$$I = \varrho_0 r^2 \pi \sqrt{\frac{2e}{m} U} \approx 1{,}45 \cdot 10^6 B_z^2 r^2 U^{1/2},$$

illetve gyakorlati használatra

$$r(cm] \approx 830 \frac{I^{1/2}[\mathrm{A}]}{U^{1/2}[\mathrm{V}] B[\mathrm{G}]} \cdot \tag{7.13}$$

Ez a képlet annyiban közelítő, hogy elhanyagolja az elektronok z-irányú sebességének csökkenését, amely azért áll elő, mert az energia egy része a körmozgásra fordítódik, és czenkívül a tértöltés következtében csökken a potenciál. A nyaláb szélén az első ok, a tengely közelében pedig a második ok a döntő. A kettő együttes hatása folytán az elektronok z-irányú sebességét helyesen az $U_0 - \frac{e}{m}\frac{B_z^2 r^2}{8}$ potenciálból kellene számítani.

$I = 10$ mA, $U = 1000$ V és $r = 2$ mm esetében a szükséges indukció 75 G. Mivel itt kisebb térerőre van szükség, mint az előző esetben, és biztosítani lehet azt, hogy a nyaláb megtartsa egyensúlyi helyzetét anélkül, hogy keresztmetszete tovább ingadoznék, újabban előnyben részesítik ezt a megoldást.



42. ábra. A 41. ábra ágyújának módosítása mágneses árnyékolással

A gyakorlati kivitel úgy történik, hogy az elektronágyút lágyvas árnyékolóburába szerelik, amelyen csak kis nyílás van a kilépő elektronok számára. A búrán belül a mező egészen gyenge, pl. $B_0 < 0{,}01\ B_z$. Innen kilépve, az elektronok egy átmeneti téren haladnak keresztül, ahol a mágneses erővonalak iránya lényegileg radiális. Itt nyerjük el azt a Φ szögsebességet, amely ezután a homogén B_z térben biztosítja a kellő egyensúlyt [31].

Az elektronágyút úgy kell kialakítani, hogy konvergáló nyaláb lépjen ki belőle. A legkeskenyebb keresztmetszetet a számítások szerint oda kell helyezni, ahol a mágneses tér még nem egészen homogén, de z-irányú komponense már elérte a távolabbi homogén intenzitás 70%-át. Ha ez a keresztmetszet megfelel a (7.13) egyenletnek, akkor a nyaláb sugara nem változik többé. Valamennyi elektron azonos Φ szögsebességgel és azonos v sebességgel halad tovább. A pontos méretezésnél figyelembe kell venni azt a hatást is, amelyet a mágnestér inhomogén szakasza gyakorol a nyaláb konvergálására. Hibás méretezésnél itt is periodikus ingadozások lépnek fel.

Az egyenárammal táplált mágneses tekercsnek jelentős súlya és terjedelme van, nem is beszélve a tekintélyes egyenáramú fogyasztásról. Régebbi típusoknál a teljes szerelvény súlya 30—40 kg-ot is elért többszáz W fogyasztás mellett. Ez a körülmény erősen hozzájárult ahhoz, hogy a haladóhullámú cső térhódítása a gyakorlatban lassabban ment végbe, mint ahogy az a szembetűnő előnyök alapján várható volt. Az újabb kutatás arra irányult, lehet-e permanens mágnesekkel biztosítani a szükséges homogén teret. Erre két különböző módszert találtak.

Az első lényegileg klasszikus megoldás: a csövet U-alakú mágnes pólusai közé helyezik; ehhez olyan új csőtípust kellett kifejleszteni, amelynek hossza nagyon le van csökkentve. Ezt a 6.3. fejezetben említett visszahajtott kicsatolással, továbbá nagy áram és kis feszültség alkalmazásával lehetett elérni. A 8 cm hosszú csövet két végén a pólussarukban lévő mélyedésekbe helyezik. A nagy töltéssűrűségű nyaláb össze-

tartására körülbelül 1000 G (0,1 weber/m²) indukcióra van szükség. A felhasznált mágnes súlya 7 kg [32].

A másik módszer egészen új elven alapszik. Rövid csőalakú mágnesekből indul ki, amelyek egymás mellé helyezve úgy veszik körül az elektronnyalábot, mint a korábban ismertetett elektromágneses tekercs. Az új gondolat az, hogy ezeket a mágneseket nem úgy helyezik egymás mellé, hogy mágneses terük egyetlen hosszú homogén térré egyesüljön (észak-dél, észak-dél, . . .), hanem éppen ellenkezőleg. (Észak-dél, dél-észak, észak-dél, . . .). Így periodikusan változó mágneses tér keletkezik. Ebben a térben a nyaláb keresztmetszete nem állandó, és az elektronok forgási iránya is változik. A nyaláb összetartásához azonban sokkal kisebb tömegű mágnesre van szükség, mint homogén tér esetében. A kísérletek szerint már 1 kg elegendő a szokásos adatokkal rendelkező nyaláb összetartásához. Ennek az a fizikai magyarázata, hogy ha a mágneseket É-D—D-É . . . irányban rakjuk össze, akkor jelentős taszítóerőt kell leküzdeni és az így kifejtett munka megnöveli a tárolt mágneses energiát. A periodikus mágneses térben az erővonalak erősen koncentráltan futnak. (A mágnesek lemágneseződéséből keletkező veszteség csekély jelentőségű) [33].

NYOLCADIK FEJEZET

A HALADÓHULLÁMÚ CSŐ ZAJA

8.1. A zaj általános okai

A haladóhullámú cső zajával igen sokat foglalkoztak, és a zaj csökkentésének módozatait rengeteg tudományos erőfeszítés tette lehetővé. Ezért szentelünk ennek a kérdésnek külön fejezetet. Elöljáróban megjegyezzük, hogy az elektroncsövek zajának fizikai okát és a zajtényezők fogalmát már a klisztronnal kapcsolatban ismertettük a 3.5. fejezetben.

A haladóhullámú cső zajának tárgyalásánál külön kell választanunk azokat a tényezőket, amelyek minden elektroncsőnél felléphetnek, és azokat, amelyek a különleges működési elvből következnek. A gyakorlat ugyanis azt mutatta, hogy a legelső ilyen csőtípusok 30 dB körüli (tehát a klisztron-erősítőknek megfelelő) zaját tisztán az első csoportba tartozó okok csökkentésével sikerült 18—20 dB körüli értékre csökkenteni. Ez azonban még valamivel több, mint egy kristálykeverő és középfrekvenciás erősítő kombinációjából álló bemenőfokozat zaja (12—14 dB). További javulást csak a mikrohullámú zaj különleges tulajdonságainak tanulmányozása hozott, amelynek segítségével egyes különleges kidolgozású csövek zajtényezője 10 dB alá jutott.

A régebbi csövek nagy zajának egyik oka az volt, hogy katód egyes részei a hibás konstrukció folytán igen erősen hűltek és alacsonyabb hőmérsékletük következtében telítésben működtek. A telítés annál is inkább beállhatott, mert a kis katódfelületnek aránylag nagy áramot kellett szolgáltatnia.

A zaj más jelentős forrása az árammegoszlás volt. A régebbi elektronágyukban a pozitív feszültségű gyorsító-elektródák, a nagyfrekvenciás illesztő elemek és különösen maga a spirál: mind tekintélyes mennyiségű áramot vett fel. Ezen segítettek az elektronágyúk szerkezetének módosításával: nagynyílású gyorsító-elektródák és kisfelületű ($r \approx 0{,}5$ mm) katód alkalma-

zásával. Tekintettel a kis katódfelületre, a telítés elkerülése végett az áramot is csökkenteni kellett ($I < 1$ mA). A spirálmenetek áramfelvételének megakadályozására fontos, hogy az elektronokat minél keskenyebb nyalábban fókuszálják. A Brillouin-féle rendszer (109. oldal), és minden olyan megoldás, amely kényes a mágneses térerősség értékének vagy más paramétereknek pontos betartására, veszélyes lehet a gyakorlatban. Legbiztonságosabb, ha a csövet elektronágyújával együtt minél erősebb elektromágneses tekercs terébe helyezik (500—1000 G).

Az irodalomban kevés figyelmet fordítanak arra a tényre, hogy a zajt fokozza mindenféle pozitív visszacsatolás. Gondoljunk csak arra, hogy ha bármilyen elektronikus erősítőben fokozzuk a pozitív visszacsatolást, az oszcilláció kezdetét mindig a zaj feltűnő növekedése előzi meg. A zajszegény haladóhullámú csöveknél tehát különleges gondot kell fordítani arra, hogy megfelelő legyen a mesterséges csillapítás, vagy keskenysávú csöveknél (102. oldal) az egész erősítési frekvenciasávban, sőt még azon túl is visszaverődésmentes legyen az illesztés.

Rendkívül fontos a szekunder elektronok szerepe, amelyek a gyűjtőelektródából lépnek ki. Ha ezek bejutnak a spirálba és a katód felé haladnak, könnyen kölcsönhatásba kerülhetnek valamilyen megfelelően kis terjedési sebességű visszafelé haladó hullámmal. (A 6.1. fejezetben kifejtett egyszerű megoldásokon kívül mindig felléphetnek egyes térharmonikusok is, de ezeket eddig elhanyagoltuk, mert a feltételezett körülmények között nem voltak gerjeszthetők.) Ha a gyűjtőelektróda feszültsége nagyobb, mint a tápvonalé, a kis kezdősebességű szekunder elektronok kénytelenek visszatérni rá. Vannak azonban nagysebességű szekunder elektronok is (ezek az ú. n. reflektált elektronok). Ezek már a normális, Γ_4 terjedési állandójú, visszafelé haladó hullámot gerjeszthetik, amely a bemenet felé halad, tehát erős pozitív visszacsatolást idézhet elő. Velük szemben csak úgy lehet védekezni, hogy a gyűjtőelektródát megfelelő mágneses csapdával látják el, amely a szekunder elektronokat oldalra téríti [34].

Végül meg kell jegyezni, hogy a nagyfrekvenciás csillapítóelem is jelenthet zajforrást. Ez ugyanis többnyire üvegre vagy kvarcra felvitt kolloidális grafitréteg, amelyenek félvezető tulajdonságai vannak, tehát zaja lényegesen nagyobb, mint egy fémes vezetőé. Ezért a csillapító-szakaszt célszerű az erősítési szakasz második felébe helyezni, ahol a jel már magasabb szintet ért el.

8.2. A mikrohullámú zaj

Az elektroncsövek zajának mikrohullámon az a fő jellegzetessége, hogy nemcsak az áram (illetve a töltéssűrűség) ingadozásai okozzák, hanem az elektronsebességben fellépő szórások is. Ennek oka lényegileg az, hogy a sebességmoduláció is átalakul sűrűségmodulációvá (II. fejezet), sőt — mint ahogy a tértöltéshullámok jelenségénél ismertettük — a sebesség- és sűrűségingadozások periodikusan alakulnak át egymásba.

1. Az elektronok a telített katódból állandóan változó számban és különböző kezdősebességekkel lépnek ki. A telített katód áramingadozását Δf frekvenciasávban

$$\delta i^2 = 2 e I_0 \Delta f \tag{8.1}$$

egyenlet adja meg. A kilépő elektronok sebességszórására érvényes egyenlet a következő:

$$\frac{\mathrm{d}N}{N} = \frac{2v}{v_k^2} \varepsilon^{-(v/v_k)^2} \mathrm{d}v. \tag{8.2}$$

ahol v_k a közepes kilépési sebesség, $\mathrm{d}N$ pedig a v sebességű elektronok száma.

Mind az áram, mind a sebesség ingadozása ugyanarra a fizikai okra, az elektronkibocsátás statisztikus természetére vezethető vissza. A kétféle ingadozás azonban mennyiségileg független egymástól (nincs köztük semmiféle korreláció).

2. Mint ahogy az első fejezetben láttuk, a gyakorlatban használt elektroncsöveknél a katód közelében a tértöltés folytán —0,6 V körüli feszültségen potenciálminimum alakul ki, amelynek szabályozó hatása van az elektronáram ingadozásaira. Azok az elektronok, amelyek a potenciálminimumon képesek áthaladni, sebesség szempontjából is egységesebbek. Rack számítása szerint [35] a potenciálminimumból kilépő elektronok sebességét úgy lehet tekinteni, mintha annak

$$\delta \bar{v}^2 = (4 - \pi) k T_k \frac{e}{m} \frac{1}{I_0} \Delta f \tag{8.3}$$

négyzetes ingadozása lenne bizonyos kis közepes sebességérték körül. Itt T_k a katód hőmérsékletét, k a Boltzmann-féle állandót jelenti. Az áramingadozások értéke pedig

$$\delta \bar{i}^2 = 3 I_0 \frac{m}{e} s_0 \ \delta \bar{v}^2, \tag{8.4}$$

ahol s_0 a katódból és anódból álló egyszerű elektroncső meredeksége. (Triódánál vagy más rendszernél meg kell határozni az egyenértékű diódát, amely ugyanazt a potenciálminimumot hozná létre, és erre vonatkozik az s_0 érték).

A (8.3) és (8.4) egyenlethez meg kell jegyeznünk, hogy bár az áram és sebesség ingadozásának négyzetes középértékei között arányosság áll fenn, az ingadozások egyes Fourier-összetevői egymástól megint csak függetlenek, illetve korrelációmentesek, tehát az egyes δi és δv értékek fázisai között nincs összefüggés.

Az irodalomban nincsen eldöntve, hogy ezeket az egyenleteket alkalmazhatjuk-e igen szapora frekvencián, ahol esetleg több periódus idejéig tart, amíg az elektron a katódtól a potenciálminimumig eljut. Elfogadható azonban, hogy a (8.3) egyenlet csak egészen csekély korrekcióra szorul. Kérdéses viszont, hogy érvényes marad-e a (8.4) egyenlet, amely nagy repülési szögeknél, ahol s_0 nagyon csekély diódánál, lényegtelenül kicsi értéket ad az áramingadozásokra [36]. Valószínűbb, hogy ilyen esetben a telített áram teljes zaja lép fel a potenciálminimum helyén [37, 38].

3. A potenciálminimumban fellépő ingadozások az elektronnyalábban nem tartják meg értéküket. Akár egyszerű diódáról, akár valamilyen bonyolultabb elektronágyúról van szó, az elektronok gyorsuló szakaszon haladnak át és áthaladásuk mikrohullámon több periódusnyi időt vesz igénybe. Ennek az a következménye, hogy maga a sebességingadozás gerjeszt egy áramingadozást, tehát a kilépő nyalábban a sebességingadozás ugyan megmarad, de a

$$\delta\bar{v}_2^2 = \delta\bar{v}_1^2 \tag{8.5}$$

sebességingadozás mellett még akkor is találunk áramingadozást, ha feltételezzük, hogy $\delta\bar{i}_1^2 = 0$ volt. Ez az áramingadozás azonban a sebességgel korrelációban van és értéke

$$\delta i_2 = -j\,\Theta_1 \frac{\delta v_1}{v_0} I_0, \tag{8.6}$$

ahol Θ a gyorsító-szakaszhoz tartozó repülési szöget, v_0 az elért közepes sebességet jelenti.

(Ugyanilyen módon külön kellene tárgyalni azt az esetet, ha a potenciálminimum áramingadozása nem hanyagolható el. A felgyorsított nyalábban ez megint az előzőktől független áram- és sebességingadozásokat hozna létre, amelyek egymással korrelációban vannak.)

4. A haladóhullámú csőnél a gyorsító-szakasz és az erősítő-szakasz között bizonyos hosszúságú erőmentes tér van. Vizsgáljuk meg, mi történik itt az ingadozásokkal.

Az V. fejezetben, ahol a tértöltéshullámokkal foglalkoztunk, említettük, hogy a v_0 sebességű elektronnyaláb áramában minden $\hat{i}\,\mathbf{e}^{j\omega t}$ váltakozóáramú jel két különböző hullámot gerjeszt, amelyek egyike közelítőleg $v_0\,(1 + \Omega/\omega)$, a másika pedig $v_0\,(1 - \Omega/\omega)$ sebességgel halad. A két hullám az interferencia folytán egyes helyeken erősíti, más helyeken kioltja egymást. A maximumok és csomópontok távolsága — plazmafrekvenciától, illetve a hozzátartozó $2\,\pi\,v_0/\Omega$ plazma-hullámhossztól függ:

$$i = \hat{i}\,\mathbf{e}^{j\omega\left(t-\frac{z}{v_0}\right)} \cdot \cos\frac{\Omega z}{v_0} \cdot \tag{8.7}$$

A tértöltéshullámok elméletéből láttuk, hogy ennek a periodikus változásnak az oka az, hogy a sűrűségmoduláció a Coulomb-féle taszítóerő folytán sebességmodulációvá, a sebességmoduláció pedig sűrűségmodulációvá alakul át. Az áramhullámot tehát fázisban eltolt sebességhullám kíséri, amelynek alakja:

$$v = \hat{v}\,\mathbf{e}^{j\left(\omega t-\frac{z}{v_0}\right)} \cdot \sin\frac{\Omega z}{v_0}\,, \tag{8.8}$$

ahol

$$\hat{v} = \frac{\hat{i}}{I_0}\,\frac{\Omega}{\omega}\,v_0 \cdot \tag{8.9}$$

Mivel a (8.9) egyenlet szerint v_2 és i_2 korrelációban vannak, az általuk keltett i és v hullámok koherensek, tehát fázisaik figyelembevételével összegezhetők. Azt, hogy az erőmentes térben haladó nyalábban az áramingadozások értéke periodikusan változik a hely függvényében, sikerült kísérletileg is kimutatni [39]. Cutler és Quate olyan klisztronnal végezték ezt a vizsgálatot, amelynek csupán kimenőürege volt. Az üregben tehát csak a nyaláb áramingadozásai hoztak létre feszültséget. Az üreg helyét a nyaláb mentén változtatva, a zajteljesítményben maximum- és minimumértékek váltakoztak a (8.7) egyenletnek megfelelően egymástól $\dfrac{\pi\,v_0}{2\Omega}$ távolságban.

Az áramingadozások azonban a minimum-helyeken sem tűntek el. Ez magyarázható azzal, hogy a nyalábban két különböző

forrásból eredő zajhullám van jelen, amelyek között semmiféle korreláció nincs. Egymástól független zajhullámok között nem léphet fel interferencia, tehát összegezésüknél nem az áram- vagy feszültségértékeket, hanem ezek négyzetét, illetve a teljesítmény-értékeket kell összegezni. Eszerint két hullám esetében a zajteljesítmény értékének a hely szerinti függését a

$$\delta \overline{i'^2} \sin^2 \frac{\Omega z}{v_0} + \delta \overline{i''^2} \sin^2 \left(\frac{\Omega z}{v_0} + \varphi \right) \tag{8.10}$$

függvény fejezné ki. Vajon honnan eredhet a második összetevő? Ha az első hullámnak, amely nagyobb, a potenciálminimumnál fellépő sebességingadozás volt a forrása, a második nyilván az eredeti áramingadozásból származik, amelyet eddig elhanyagolhatóan kevésnek tekintettünk.

Az erőmentes tér után az elektronnyaláb belép a tápvonal erőterébe, ahol megkezdődik az erősítés. Míg az V. fejezetben úgy tárgyaltuk az erősítés folyamatát, hogy a jel a tápvonal bemenetére adott külső feszültségből állt, itt az erősítendő jel forrása maga az elektronnyaláb. Az áramingadozások feszültséget gerjesztenek a tápvonalon. Sebességingadozások közvetve szintén feszültséget gerjesztenek, mert a sebességmoduláció itt is sűrűségmodulációt hoz létre.

Ebben az esetben is fennáll az, hogy a keletkező jel három különböző terjedési állandójú hullám alakjában halad végig a tápvonalon. Ezek közül az egyik erősödik, a második gyengül, a harmadik nem változik. Általában elegendő, ha csak az első hullámot kísérjük figyelemmel. Ha ugyanazokat az egyszerűsítéseket tételezzük fel, mint az V. fejezetben, kiszámítható, hogy a δi ingadozás által keltett növekvő térerőhullám a bemeneten

$$|\boldsymbol{E}_{1i}| = \frac{1}{3} \frac{2\,U_0}{I_0} C^2 \beta\ \delta i \tag{8.11}$$

nagyságban indul, a $\delta \bar{v}$ sebességingadozáshoz tartozó hullám pedig

$$|\boldsymbol{E}_{1v}| = \frac{1}{3}\, 2\, U_0\, \beta\, C\, \frac{\delta \bar{v}}{v_0} \tag{8.12}$$

nagyságban. Itt $C = \sqrt[3]{\frac{Ir}{4\,U_0}}$ a haladóhullámú cső erősítési paramétere.

Ha az elektronnyalábban mind áram-, mind sebességingadozások találhatók a belépés helyén, akkor a kétféle forrásból eredő hullámok összeadandók. Egymástól független ingadozások esetében ez a négyzetes középértékek összeadását jelenti. Ha azonban a két ingadozás koherens, pl. mindkettő ugyanahhoz a tértöltéshullámhoz tartozik, akkor az összeadás a fázisviszonyok figyelembevételével történik. Ekkor előfordulhat, hogy a két hullám egymást gyengíti vagy kioltja.

8.3. Zajcsökkentő megoldások

A zaj csökkentésének egyik nagyjelentőségű eszköze az áram- és sebességhullám most említett interferenciájának helyes kihasználása. Ennek vizsgálatánál először azt tételezzük fel, hogy az erőmentes szakaszban haladó nyalábban az ingadozások egyetlen forrása a potenciálminimumból kilépő elektronok sebességkülönbsége

$$\overline{\delta v_p^2} = (4 - \pi)\, kT_k \frac{e}{m} \frac{1}{I_0} \Delta f. \tag{8.3}$$

Az elektronágyúban a sebességingadozás mellett még ezzel koherens áramingadozás is keletkezik, végül pedig a kialakuló tértöltéshullámokban az ingadozások energiája hol sebesség-, hol árammoduláció formájában jelenik meg. Kimutatható, hogy a legegyszerűbb gyorsítórendszer esetében (dióda) a gyorsítás által keltett koherens áramingadozás energiája az eredeti sebességingadozás kétszerese [36]. Az erőmentes térben ekkor tehát a sebességingadozások négyzetes középértéke

$$\overline{\delta v^2} = 3\,(4 - \pi)\, kT_k \frac{e}{m} \frac{1}{I_0} \sin^2 \frac{\Omega z}{v_0} \Delta f \tag{8.13}$$

függvény szerint változik, az áramingadozásoké pedig a plazmahullámhossz negyedrészével eltolva,

$$\overline{\delta i^2} = \left(\frac{I_0}{v_0} \frac{\omega}{\Omega}\right)^2 3\,(4 - \pi)\, kT_k \frac{e}{m} \frac{1}{I_0} \cos^2 \frac{\Omega z}{v_0} \Delta f. \tag{8.14}$$

Itt a z koordináta kiindulásának önkényesen olyan pontot választottunk az erőmentes térben, ahol $\overline{\delta v^2} = 0$, tehát csak áramingadozás van jelen.

Bevezetjük a következő rövidítéseket:

$$\frac{\Omega z}{v_0} = \Theta, \quad \sqrt{3\,(4-\pi)\,kT_k \frac{e}{m}\frac{1}{I_0}\,\Delta f} = \tilde{v}.$$

Ezekkel a (8.11) és (8.12) egyenletekből a következőket nyerjük:

$$\boldsymbol{E}_{1i} = \frac{2}{3}\frac{U_0}{I_0} C^2 \beta \frac{I_0}{v_0}\frac{\omega}{\Omega}\tilde{v}\cos\Theta\left(-\frac{\sqrt{3}}{2}+\frac{j}{2}\right), \tag{8.15}$$

$$\boldsymbol{E}_{1v} = \frac{2}{3}\frac{U_0}{v_0} C\,\beta\,\tilde{v}\sin\Theta\left(\frac{1}{2}-\frac{j\sqrt{3}}{2}\right). \tag{8.16}$$

A zárójeles komplex kifejezések abszolút értéke 1, csupán a keletkező hullámok fázisát jelzik. Függetlenül ugyanis az induló hullámok amplitudójától, amely attól függ, hogy az állóhullámok milyen fázisára esik az erősítési szakasz kezdete, kimutatható, hogy a két hullám között induláskor $\frac{\pi}{3}$ fáziskülönbségnek kell fellépnie [40].

A fázisok figyelembevételével

$$[\boldsymbol{E}_{1i}+\boldsymbol{E}_{1v}]^2 = \left(\frac{\frac{2}{3}U_0\beta C}{v_0}\right)^2 \tilde{v}^2\left[\sin^2\Theta + \sqrt{3}\frac{\omega}{\Omega}C\sin\Theta\cos\Theta + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{\omega}{\Omega}C\right)^2\cos^2\Theta\right]. \tag{8.17}$$

A keletkező zajteljesítmény nagysága tehát függ Θ értékétől, vagyis attól hogy az erősítőszakasz kezdetét milyen távolságban helyezzük el a sebességingadozások valamelyik csomópontjától. A zaj minimumát akkor kapjuk meg, ha

$$\Theta = \frac{1}{2}\operatorname{arc\,tg}\frac{C\frac{\omega}{\Omega}\sqrt{3}}{\left(C\frac{\omega}{\Omega}\right)^2 - 1}. \tag{8.18}$$

A gyakorlatban azonban Θ optimális értékét kísérleti úton szokták meghatározni [41].

Hogy az optimális esetben várható zaj értéke mekkora, az

a cső paraméterétől, különösen $C\omega/\Omega$ értékétől függ. A zajtényezők számításánál a tényleges zajt az ideális zajmentes cső bemenetén fellépő zajjal hasonlítjuk össze. A termodinamikai (Johnson-féle) zaj a tápvonal bemenetének $kT\Delta f$ teljesítményt ad le:

$$kT\Delta f = \frac{U^2}{r} = \frac{E_{1t}^2}{\beta^2 r}. \tag{8.19}$$

A zajtényező pedig

$$ZT = \frac{E_{1t}^2 + (E_{1v} + E_{1i})^2}{E_{1t}^2} = 1 + \frac{(2U_0\beta C)^2}{v_0^2 \beta^2 r kT} \cdot p, \tag{8.20}$$

ahol

$$p = \left[\sin^2 \Theta + \sqrt{3}\frac{\omega}{\Omega} C \sin \Theta \cos \Theta + \left(\frac{\omega}{\Omega} C\right)^2 \cos^2 \Theta\right].$$

Felhasználva a $C^3 = \frac{r I_0}{4 U_0}$ összefüggést és a (8.13) egyenletet:

$$ZT = 1 + \frac{3}{2}(4 - \pi)\frac{T_k}{T}\frac{p}{C}. \tag{8.21}$$

Oxidkatódoknál $T_k/T \approx 3{,}5$, C értéke 0,02-nek vehető, p pedig a szokásos viszonyok mellett $0{,}1 \div 0{,}3$ közé eshet. Ezekkel az értékekkel a zajtényező még mindig $ZT \approx 25$, illetve dB-ben kifejezve 14.

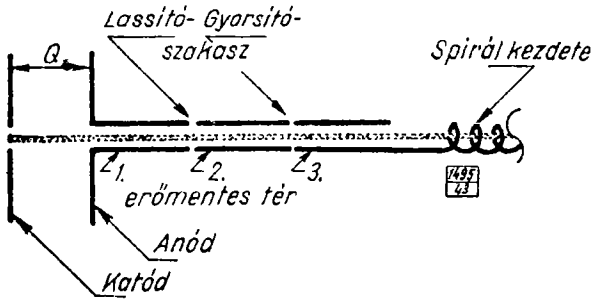
Az erősítő-szakasz kezdetének optimális elhelyezése tehát önmagában nem elégséges. Lehetőség van azonban a zaj további csökkentésére, ha gondoskodunk arról, hogy a nyaláb kisebb $\delta\overline{v^2}$ ingadozásokkal lépjen be az erőmentes térbe. Ezt akkor érhetjük el, ha egyszerű kételektródás elektronágyú helyett többszörös gyorsító-szakaszokat alkalmazunk. Mint ahogy láttuk, hosszú repülési idő esetén az egyszerű gyorsító-szakasz az eredeti sebességingadozások mellett még áramingadozásokat is létrehoz. Ezek értékét a (8.6) egyenlet adja meg.

Ha most a nyaláb további gyorsuláson megy át, akkor mind az áram, mind a sebesség ingadozása a feszültségektől és a repülési szögektől függően változik meg. Ha több gyorsító-elektródát alkalmazunk megfelelően megválasztott távolságokkal és feszültségekkel, akkor elérhetjük pl. azt, hogy az utolsó anódról kilépő elektronnyalábban megint 0 az áramingadozás (vagyis az elektronok csomósodása) és ugyanekkor a sebesség-ingadozás is lényegesen kisebb, mint a potenciálminimum

helyén. Mivel a számítás maga igen bonyolult, itt csak egy speciális esetre térhetünk ki, amelyet példaként említettünk [41].

Mi történik, ha egy elektronnyalábot, amely egyenletes sebességgel halad, és bizonyos áram- és sebességingadozásai vannak, hirtelen felgyorsítunk, mégpedig olyan rövid szakaszon, hogy a repülési szög elhanyagolható?

Világos, hogy a felgyorsult elektronok eredeti csomósodása rövid gyorsító-szakaszon való hirtelen áthaladás következtében nem romolhat el, nem is fokozódhat. Az áramingadozás tehát első közelítésben nem változik meg. Mi lesz a sebességekkel?



43. ábra. Zajcsökkentő elektronágyú lassító- és gyorsítószakaszokkal

Legyen egy elektron sebessége belépéskor kissé eltérő a v_1 átlagsebességtől, pl. $v_1 + \bar{v}$; mozgási energiája tehát

$$\frac{m}{2}(v_1^2 + 2v_1\bar{v} + \bar{v}^2). \tag{8.22}$$

A másodrendűen kicsiny tagot elhanyagolva tehát az átlagenergiához képest a mi elektronunk többletenergiája:

$$\frac{m}{2} 2 v_1 \bar{v}. \tag{8.23}$$

A ΔU gyorsítófeszültség valamennyi elektronnak $e\Delta U$ energiát ad át. Az elektron átlagos új sebessége az alábbi összefüggésből számítható:

$$\frac{m}{2}(v_2^2 - v_1^2) = e\Delta U. \tag{8.24}$$

Az általunk vizsgált elektron energiája is gyarapodott $e\Delta U$-val. Sebessége $v_2 + \overline{v}'$ lett. Energiája:

$$\frac{m}{2}(v_2^2 + 2\overline{v}'v_2 + \overline{v}'^2). \tag{8.25}$$

Az $\frac{m}{2}v_2^2$ új átlagenergiához képest a többletenergia ($\overline{v}^2$ elhagyásával):

$$\frac{m}{2}2\overline{v}'v_2 = m\overline{v}'v_2. \tag{8.26}$$

Ez a többletenergia természetesen nem változott meg:

$$\overline{v}v_1 = \overline{v}'v_2, \tag{8.27}$$

azaz

$$\frac{\overline{v}}{\overline{v}'} = \frac{v_2}{v_1}.$$

Minthogy

$$v_2 > v_1,$$

tehát

$$\overline{v}' < \overline{v}. \tag{8.28}$$

Ezek szerint csökken a sebesség ingadozása. Általánosabb esetben, ha a repülési idő nem hanyagolható el, bonyolultabb, de hasonló tartalmú összefüggéseket kapunk.

Elvileg ezen a módon korlátlanul csökkenthetőnek látszik a zaj. A gyakorlatban elért eredmény 8 dB zajtényező volt. Ez az érték feltétlenül jobb, mint amit a jelenlegi technikában bármilyen más eszközzel mikrohullámon el lehet érni [25].

További, jobb zajtényező elérését a zajnak az a második forrása gátolja, amelyet eddig nem vettünk számításba: ez a potenciálminimumból kilépő elektronok áramingadozása, amely a sebességingadozástól független. Ez az ingadozás maga is tértöltéshullámok alakjában terjed tovább a nyalábban, és a kétféle eredetű zaj ugyanazokkal az eszközökkel egyidejűleg nem tüntethető el.

Újabb számítások szerint a jelenleg rendelkezésre álló technikai eszközök esetében a zajtényező a legkedvezőbb esetben sem csökkenhet 6—7 dB alá [40].

Végül meg kell jegyeznünk, hogy a zajtényező mellett a frekvenciasávot is figyelembe kell vennünk a működés elbírálásánál. A haladóhullámú cső még azonos zajtényező mellett is fölényben van a kristálykeverő fokozattal szemben, mert az utóbbinak frekvenciasávja nagyon keskeny. Másrészt túlságosan széles frekvenciasáv azt hozhatja magával, hogy többfokozatú haladóhullámú erősítő kimenetén még akkor is jelentős zajteljesítmény lép fel, ha kis-zajú cső van az első fokozatban. Ez a jel/zaj viszony romlását jelentené. Elkerülésére a tényleges sávszélességet a csatolóelemek segítségével úgy állítják be, hogy az ne legyen nagyobb a szükséges értéknél.

KILENCEDIK FEJEZET

A HALADÓHULLÁMÚ CSŐ A GYAKORLATBAN

Az előző fejezetekben a haladóhullámú cső működését és elvi felépítését vizsgáltuk. Ezek tisztázása után most azzal is foglalkozhatunk, hogy a csövet milyen célokra lehet alkalmazni. Áttekintjük tehát a cső viselkedését a frekvenciaátvitel, erősítés és hatásfok szempontjából, és egybevetjük a gyakorlat követelményeivel.

9.1. Frekvencia

Különleges felépítésű haladóhullámú csövekkel behatoltak mélyen a mm-es hullámok területére is. Hosszabb hullámok felé az alkalmazás határát az szabja meg, hogy a cső méretei célszerűtlenül naggyá válnak a klasszikus rácsvezérlésű csövekhez képest. Az alkalmazás két szélső határa jelenleg 50 000 Mc/s és 600 Mc/s. Ezen a tartományon belül másféle csövek erősítésre csak korlátolt mértékben használhatók: a hosszabb hullámú részben a síktárcsás rácsvezérlésű cső, a rövidebb hullámoknál a sebességmodulációs cső (kétüreges és háromüreges klisztron) jöhet esetleg számba. Rezgéskeltésre főleg magnetron, kis teljesítmények esetén főleg reflex-klisztron alkalmas. A most említett csőfajták csak élesen hangolt üregrezonátorokkal kapcsolatban működtethetők, ami rendkívüli mértékben korlátozza a sávszélességet. Az átvitt sáv kevesebb, mint a közepes frekvencia 0,5%-a. Ezzel szemben a haladóhullámú cső spirális kivitelénél a sávszélesség 10—20% körül van, sőt különleges illesztéssel 50%-ig is növelhető. Ez több, mint amit a mai technika egyáltalában ki tudna használni.

9.2. Erősítés

Mint ahogy az V. fejezetben láttuk, az erősítés egyebek között a cső hosszától függ. Igen hosszú csövek készítésének azonban technológiai nehézségei vannak. A nyaláb mágneses

fókuszálása is nehézzé válik. Adott csőhossz mellett az erősítés kisebb anódfeszültség esetén nagyobb: a hullámhossz ugyanis annál jobban megrövidül, minél kisebb az elektronok sebessége; ezenkívül az egy hullámhosszra eső erősítés fordítva arányos az anódfeszültség harmadik gyökével (C paraméter folytán). Másrészt kisebb anódfeszültség mellett még nagyobb mágneses fókuszálómezőre van szükség. A legtöbb cső tehát általában 700—1000 V körüli feszültséggel működik és 25 cm-nél nem hosszabb. Az erősítés többnyire 20—30 dB körül van, ami 100—1000-szeres teljesítményerősítésnek felel meg. Speciális kis-zajú, továbbá egészen rövid hullámú vagy nagyteljesítményű csövek erősítése 10—15 dB.

9.3. Hatásfok

Vizsgáljuk most meg, hogy milyen a cső hatásfoka, ha teljesítményerősítő gyanánt működik. Az V. fejezetben közölt számítás erre nem ad választ, mert abból az derülne ki, hogy erősítés csak akkor léphet fel, ha az elektronok sebessége bizonyos pontosan meghatározott értéknek felel meg. Világos azonban, hogy a csőben keletkező nagyfrekvenciás teljesítmény csak az elektronok egyenáramú mozgási energiájából eredhet: a nagyfrekvenciás teljesítmény növekedése tehát lassítja az elektronokat. A valóságban úgy áll a dolog, hogy az erősítésnek csupán az optimuma van az elektronsebesség, illetve az anódfeszültség bizonyos értékénél. Ez az optimális érték közel esik a tápvonal szabad hullámainak tengelyirányú sebességéhez (v_0), de nem teljesen azonos vele. Az 5.3. fejezetben röviden vázolt elmélet szerint:

$$v_{opt} \approx v_0 \left(1 + \frac{\Omega_1}{\omega}\right), \tag{9.1}$$

ahol Ω_1 a plazmafrekvencia, amely főleg a töltéssűrűségtől függ. A vizsgálatok azt mutatják, hogy ettől az optimális értéktől néhány %-kal jobbra és balra is van erősítés, de gyorsan csökkenő mértékben (l. a 27. ábrát).

A haladóhullámú cső hatásfokának számításához el kellene mélyednünk az erősítés nemlineáris elméletébe. Ez azonban ma sincs egyértelműen tisztázva. Ezért itt most csupán arra szorítkozunk, hogy durván megbecsüljük a hatásfok várható értékét. Ehhez pedig elegendő a szerző alábbi gondolatmenete [48]. Az elektronok bizonyos sebességgel lépnek be a nagyfrekvenciás

térbe, energiát adnak le és a teret kisebb sebességgel hagyják el. Ha a veszteségektől eltekintünk, akkor a csőben keletkező nagyfrekvenciás teljesítményt éppen a belépő és kilépő elektronok mozgási energiája közötti különbség fedezi. A cső hatásfoka tehát közelítőleg

$$\eta \approx \frac{v_{be}^2 - v_{ki}^2}{v_{be}^2}. \tag{9.2}$$

Vizsgáljuk meg, mekkora lehet ezeknek a sebességeknek a viszonya. A bemeneti sebesség valamivel nagyobb lehet az előbb említett optimális értéknél. Ha azonban lényegesen nagyobb, akkor adott hosszúságnál kicsi lesz az erősítés. A csövet tehát igen hosszúra kellene méretezni, mert különben egyáltalában nem keletkezik benne akkora teljesítmény, hogy az elektronok sebessége, legalább a cső vége felé, leszálljon a kedvező értékre. A kimenősebesség viszont arra az értékre csökkenhet, amelynél az erősítés éppen megszűnik. Kisebb értéket természetesen nem vehet fel, bármilyen hosszúsággal toldjuk meg a csövet, sőt a felesleges meghosszabbítás esetleg kedvezőtlen túlmodulálást és teljesítménycsökkenést idézhet elő (harmonikusok keletkezése).

Hozzávetőlegesen felvehetjük, hogy az erősítés akkor szűnik meg, ha az elektronok sebessége a tápvonalon tengelyirányban a haladó hullámok sebessége alá csökken. A pontosabb elmélet szerint ugyan még ekkor sem tűnik el teljesen az erősítés, de valamilyen módon a csőben keletkező veszteségeket is figyelembe kell venni. Ugyancsak a veszteségekre való tekintettel bemenősebességként az optimális sebességgel számolhatunk. Eszerint a (9.1) és (9.2) egyenletből:

$$\eta = \frac{\left(1 + \frac{\Omega_1}{\omega}\right)^2 - 1}{\left(1 + \frac{\Omega_1}{\omega}\right)^2} \approx \frac{2\,\Omega_1}{\omega}. \tag{9.3}$$

Ez a közelítés akkor érvényes, ha $\Omega_1 \ll \omega$. A becslésből azt látjuk, hogy a hatásfokot a tértöltés sűrűsége befolyásolja, mivel ettől függ a plazmafrekvencia. Ebből az is következik, hogy hosszabb hullámoknál általában jobb hatásfokra számíthatunk, mint rövidebbeknél. A hozzávetőleges képletet a különböző teljesítményerősítő csövekről közölt adatok jól megerősítik.

A hatásfokra vonatkozó egyéb számítások közül figyelemreméltó az, amelyik [42] abból indul ki, hogy nagy teljesítmények esetén a jelek már az egyenáramú értékekkel azonos nagyságrendűek és a kis jelekre felállított elméletet módosítani kell. Nagy jel esetében az erősítés már nem nő exponenciálisan a cső hosszával, hanem maximuma van bizonyos hosszúságnál. A számítás szerint a hatásfok a maximum helyétől és C erősítési paramétertől függ. Optimális esetben 4—6-szor nagyobb, mint C értéke. C paraméter értékét az I/U viszonyon kívül az r vonalimpedancia szabja meg, ez a számítás tehát az előzőtől eltérő eredményt szolgáltathat.

A különleges teljesítménycsöveknél elért hatásfok 20—30% körül mozog. A kisebb csövek hatásfoka 3—10%.

9.4. Modulációs és keverési lehetőségek

A haladóhullámú csőben mindazok a modulációs lehetőségek rendelkezésre állnak, amelyeket a klisztronnál megemlítettünk, de ezekhez még továbbiak is járulnak.

A közönséges amplitudómoduláció megvalósítása azon alapszik, hogy az erősítés erősen függ az elektronok sebességétől. Állandó nagyságú bemenőjel esetében tehát a kimenet szintje az anódfeszültség függvénye.

Az erősítés azonban függ az egyenáram értékétől is. Ha az elektronágyú szerkezete módot ad az áram értékének változtatására, az amplitudómodulációnak további lehetősége nyílik.

Sokkal lényegesebb a fázis- és frekvenciamoduláció lehetősége. Ehhez is az anódfeszültség változtatása szükséges, de olyan szűk határok között, hogy az erősítés szintje közben alig változik. A feszültség és ezzel az elektronsebesség csekély változtatása ugyanis nagymértékben változtatja a repülési szöget, tehát a kimenőjel fázisát a bemenethez képest. Mint ahogy a 3.4 fejezetben kiszámítottuk, ez a fázisszög

$$\Theta = \frac{\omega z}{\sqrt{\frac{2e}{m} U_0}} \tag{9.4}$$

és a fázisváltozás a feszültség függvényében (3.13) szerint

$$A = \frac{\mathrm{d}\Theta}{\mathrm{d}U} = \frac{\Theta}{2U_0} = \frac{\pi N}{U_0} \,\mathrm{rad/V}\,,$$

ahol $N = fz/v_0$ a hullámhosszak száma az erősítési szakaszban.

Ha az anódfeszültséghez $U \sin 2\pi f_1 t$ váltakozófeszültséget adunk hozzá, a kimenőjel frekvenciaspektruma modulált lesz. Az eredeti jel f_0 frekvenciája mellett megjelennek benne az $f_0 + f_1$, $f_0 - f_1$, $f_0 + 2f_1$, ... oldalhullámok is.

Ez a frekvenciamodulációs eljárás arra is alkalmas, hogy a jel frekvenciáját megváltoztassuk.

Ha ugyanis a kimeneti oldalon a kicsatolást megfelelő szűrőn (keskenysávú, nagyjóságú üregen) keresztül oldjuk meg, kiválaszthatjuk a spektrumból valamelyik összetevőt, például az $f_0 + f_1$ frekvenciát és erre hangoljuk a kicsatolást.

Ha a csövet ilyen frekvenciaváltó kapcsolásban használjuk, kívánatos, hogy lehetőleg csekély legyen az erősítés vesztesége. Úgy kell tehát megválasztani $\hat{U}$ értékét, hogy minél nagyobb legyen az első oldalhullám amplitudója. Az elmélet értelmében oldalhullámok amplitudója a vivőhullámhoz viszonyítva Besselféle függvény szerint változik. A frekvenciamodulált jelben

$$\boldsymbol{E} = \hat{\boldsymbol{E}} \sin (\omega + m \sin \omega_1 t)\, t, \tag{9.5}$$

ahol m a modulációs index; az első oldalsáv értéke $J_1(m)$ függvény szerint változik, maximuma tehát (l. a 40. oldalt) $m = 1{,}84$-nál van. Mivel a haladóhullámú csőnél

$$\boldsymbol{E} = \hat{\boldsymbol{E}} \sin \left(\omega + \frac{\pi N}{U_0} \hat{U} \sin \omega_1 t \right) t, \tag{9.6}$$

tehát

$$m = \frac{\pi N \hat{U}}{U_0}.$$

A legnagyobb jelet így akkor kapjuk, ha

$$\hat{U} = \frac{1{,}84\, U_0}{\pi N}. \tag{9.7}$$

Ez az érték rendszerint az anódfeszültség 2—3%-nak felel meg [43].

Ilyen méretezés mellett a megváltoztatott frekvenciájú jel szintje csak néhány decibellel alacsonyabb, mint amennyi a modulálatlan kimenet lenne állandó anódfeszültség esetén.

Térjünk ki az impulzusmoduláció lehetőségére is. Ez azért kényelmes, mert a haladóhullámú csőben igen erős az erősítés függése az anódfeszültségtől. Ha pl. 10%-kal kisebb feszültséget alkalmazunk az optimális értéknél, egyáltalában nem halad

tovább a cső bemenetére adott jel. A hiányzó feszültség-különbséget rövid impulzusok formájában vihetjük az anódra. Ebben az esetben a cső csak az impulzusok időtartama alatt erősít. A bemenőjelet folytonosan működő kis oszcillátor szolgáltathatja.

Mint ahogy ismeretes (l. 2. ábra), az impulzusban modulált nagyfrekvenciás jelek formahű továbbításához igen széles sávra van szükség. A sávszélesség az impulzusok időtartamával fordítva arányos. A haladóhullámú cső egyéb eszközökkel ellentétben módot nyújt tehát 0,01 mikroszekundumos vagy ennél rövidebb impulzusok alkalmazására is. Ez akkor valósítható meg, ha a gyorsítófeszültség kiegészítő részét meredeken emelkedő négyszöghullámok alakjában tudjuk előállítani. A csőnek olyan működési feltételeket kell adnunk, hogy csak egészen szűk határok között (pl. 1%-on belül) erősítsen. Ezen az értéken a négyszöghullámnak a legmeredekebb emelkedés közben kell áthaladnia. A keletkező impulzus időtartamának kiszámításánál tekintetbe kell venni azt is, hogy a jel bizonyos véges idő alatt halad végig az erősítő-szakaszon.

9.5. Alkalmazás

Az I. fejezetben általánosságban tárgyaltuk a mikrohullámú erősítőcsövek felhasználását. Különösen kiemeltük az erősítőcsövek alkalmazásával járó előnyöket a korszerű dróttalan mikrohullámú összeköttetésekben. A legújabban üzembehelyezett berendezések mikrohullámú erősítőfokozataiban igen sok esetben találunk haladóhullámú csövet. Az ismertetett berendezések egy részénél az új cső alkalmazása nem hozott nagy elvi változásokat, csupán műszaki könnyítéseket jelentett. Vannak azonban elvileg újszerű berendezések is, amelyek a haladóhullámú csövek összes műszaki előnyeit felhasználják.

Az első esetre érdekes példa egy televíziós program-továbbító összeköttetés, [44] amely közel 400 km-es vonalon hét ismétlőállomást tartalmaz. Az egyes állomások működését a következőkben írjuk le:

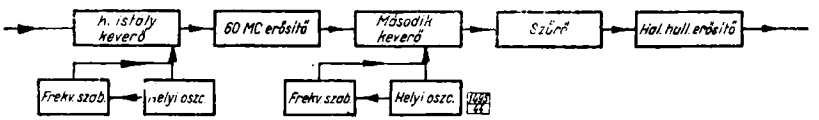
A vívőhullám frekvenciája 4000 Mc/s körül van. A vevőantennáról a jel hullámvezetőn keresztül kristályos keverőfokozatba jut, amelynek helyi oszcillátora egy kis reflex-klisztron. A keverés után 60 Mc/s középfrekvencia keletkezik, amelyet többfokozatú szélessávú erősítő erősít. Ezután visszaállítják a nagyfrekvenciás modulált hullámot egy újabb kristálydiódás keverőfokozatban, amelyet ismét klisztron-oszcillátor táplál. Hogy megakadályozzák a kimenet visszahatását a bemenet oldalára, az eredetinél 37 Mc/s-mal nagyobb vagy kisebb frekvenciát választanak az új vívőhullám részére. Keverés után a felesleges össze-

tevőket éles hangolású mikrohullámú szűrő segítségével kiküszöbölik. A modulált jel teljesítménye azonban mindössze 25 mW. Az 50—60 km-es távolságok áthidalásához sokkal nagyobb teljesítményt kell kisugározni. A szükséges mikrohullámú erősítést az erre a célra kidolgozott CV 2188 típusú haladóhullámú cső látja el, amely mintegy 2 W nagyfrekvenciás teljesítményt szolgáltat. (A csőtípus adatait a 9.6. fejezet ismerteti.)

Egy másik televíziós összeköttetés öt ismétlőállomással hidal át több mint 400 km-es távolságot. Itt 4000, illetve 4045 Mc/s frekvenciájú vivőhullámot használnak frekvenciamodulációval.

Az egyes állomásokon kétszeres keverés elvén működő többfokozatú középfrekvenciás erősítőt alkalmaznak, amelyet három fokozatú mikrohullámú erősítő követ összesen 50 dB erősítéssel. Az antennára jutó teljesítmény 3 W [45].

Nagymértékben egyszerűsödik a mikrohullámú összekötőállomás, ha a középfrekvenciás erősítés elvével szakítva, minden fokozatban kizárólag haladóhullámú erősítőt alkalmaznak.



44. ábra. Mikrohullámú összeköttetés reléállomásának elve

Az újabb rendszert már gyakorlatban is kipróbálták és kitűnő eredményeket nyertek. Az egész állomás lényege 5—6 egymás után kapcsolt haladóhullámú erősítő. Az első fokozatban különleges kis-zajú cső kerül alkalmazásra, amely a VIII. fejezetben közölt szempontok alapján készült. A következő fokozatok egyikében a 9.4 fejezetben ismertetett módon megváltoztatják 30—40 Mc/s nagyságú lépéssel a jel frekvenciáját. Az utolsó fokozat, amelyben nagyobb teljesítményű cső működik, az antennát táplálja. A szükséges teljes erősítés mintegy 100 dB.

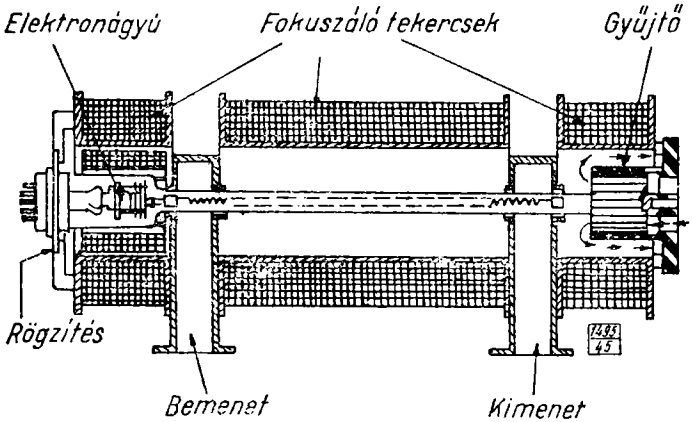
9.6. Néhány kivitelezett csőtípus

Az elvek ismertetése után röviden bemutatunk néhány jellegzetes csőtípust is.

A fejlődés illusztrálása céljából először megemlítjük a legelső haladó hullámú csövet [46]. Ez a Kompfner által épített cső kis áramerősséggel működik, éppen ezért erősítése is kicsi (0,1 mA, 1830 V, 8 dB). A kis erősítés folytán a működés beépített csillapítás nélkül is elég stabil marad. A kis áram és aránylag nagy feszültség miatt csekély volt a tértöltés sűrűsége, nem volt

tehát szükség arra, hogy hosszú mágnestekercccsel tartsák össze az elektronnyalábot. (Az is lehet, hogy a kísérleti csőben az ionok hatása segített a nyalábot összetartani.) Mindössze egy rövid mágnestekercset alkalmaztak az elektronágyú közelében. Ez mint egyszerű mágneses gyűjtőlencse működött.

Lássunk ezután néhány korszerűbb csövet. A 45. ábra tömeggyártásra kidolgozott típust mutat, amely a televíziós műsortovábbító vonalban működik. (CV2188). A cső árama 14 mA, működési feszültsége 3000 V, nagyfrekvenciás kimenőteljesít-



45. ábra. CV 2188 típusú haladóhullámú cső

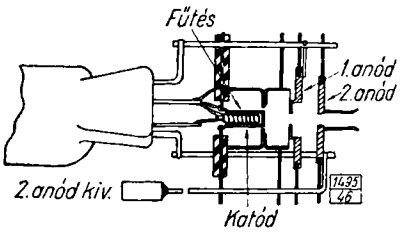
ménye 3600 és 4200 Mc/s között 2 W fölött van. Erősítése kb. 20 dB. Az elektronágyú kétanódos; az elektronsugárcsöveknél szokásos rendszerből van átdolgozva, Wehnelt-hengere is van. Az ágyú normális üveglapításra van szerelve, de a második anódnak külön kivezetése van oldalt. A második anód össze van kötve a spirállal, a cső másik végében lévő gyűjtőelektróda 50 V-tal nagyobb feszültségen van, mint a spirális. Ez megakadályozza, hogy szekunderemissziós áram keletkezzék. A gyűjtőelektródán 40 W teljesítmény alakul át hővé, tehát erős hűtésre van szükség. 120 liter/perc nagyságú mesterséges ventillációról gondoskodnak.

A csövet körülvevő mágnestekercs mezeje 0,025 weber/m², azaz 250 gauss. A tekercset a nagyfrekvenciás csatoló hullámvezetők megszakítják, de ez a mágnesteret csak kevéssé zavarja. Ennél a csőnél az elektronágyú is benn van a mágneses térben

és ezért az ágyú alkatrészeit nem-mágneses réz-nikkel ötvözetből sajtolják.

A spirális átmérője 4 mm. 0,7 mm átmérőjű drótból készült. Teljes hossza 23 cm, 170 menettel. A spirális két végén rövid antennával folytatódik, ezek nyúlnak be a hullámvezetőkbe. Az antennákat negyedhullám-hosszúságú fémhengerek zárják le.

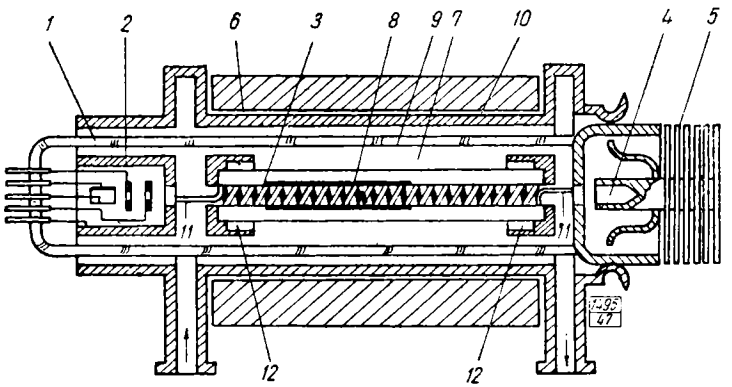
A spirális úgy van elhelyezve az üvegcsőben, hogy egész hosszában három üvegrúd fogja meg. A cső belső átmérője és a három rúd 25 μ pontossággal van méretre húzva. Ez kiküszöböli az alkatrészek belső mozgását.



46. ábra. A 45. ábrán bemutatott cső elektronágyúja

Az élettartam kb. 3500 óra. Mivel az erősítés az anódáramtól függ, gondoskodás történt egy egyszerű villamos szabályozó áramkörről, amely az első anód feszültségét vezérli és ezzel az áramot és az erősítést állandó értéken tartja [47].

Ehhez a csőhöz áll sok tekintetben közel a haladóhullámú cső magyarországi kísérleti típusa, amelyet a szerző dolgozott ki, Sebestyén Gábor és Váradi Péter segítségével a Winter Ernő vezetése alatt álló laboratóriumban 1950—1951. évben. Ennek a munkának célja tájékozódás volt a haladóhullámú cső kon-



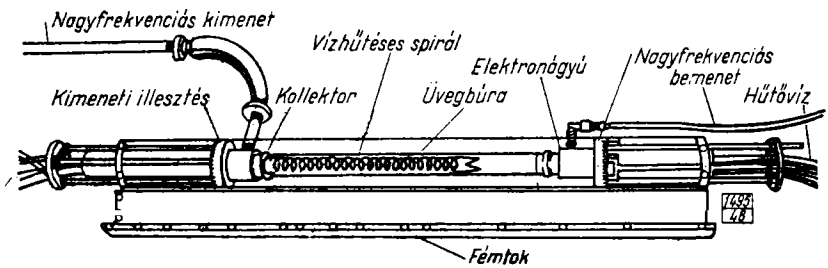
47. ábra. TL 6 típusú haladóhullámú cső:

1 elektronágyú; *2* mágneses árnyékolás; *3* spirális; *4* gyűjtőelektróda; *5* hűtőbordák; *6* mágnestekercs; *7* kerámiarudak; *8* csillapító bevonat; *9* üvegbúra; *10* foglalat; *11* csatoló-antenna; *12* csatolóhenger

strukciós és működési adatai közötti összefüggésekről. Az ennek kapcsán kifejlesztett kísérleti típusból kisebb sorozat készült az alábbi villamos adatokkal:

Anódfeszültség	1200 V
Áram	3—8 mA
Sávszélesség	> 100 Mc/s
Kimenőteljesítmény	100 mW
Zajtényező	kb. 22 dB
Erősítés	20 dB

Az alkalmazott spirális 0,5 mm átmérőjű molibdéndrótból készült 1 mm menetemelkedéssel, 4 mm magátmérővel. A Pierce-rendszerű elektronágyú antimágneses acélból készült, a gyűjtő-



48. ábra. 1000 W kimenőteljesítményű haladóhullámú cső

elektróda pedig oxigénmentes vörösrézből. A spirálist egész hosszában kvarccső tartotta. Ennek merev helyzetét az biztosította, hogy egyik végével a gyorsítóelektróda peremébe, másik végével a gyűjtőelektróda peremébe ékelődött be. Az oszcilláció megakadályozására a kvarccső középső részén elhelyezett 30 mm hosszú kolloidális grafitbevonat szolgált [48].

A CV 2188 csőhöz hasonló a TL 6 jelű típus is. Ennek elektronágyúja azonban a 42. ábrának megfelelően van árnyékolva. A cső belső szerkezete kerámiarudak segítségével van a pontos méretű csőballonhoz képest rögzítve. A foglalata, amely a mágnestekercsel és a csatoló hullámvezetőkkel egyesítve van, pontosan meghatározza a cső helyzetét. A cső 1200 V anódfeszültséggel és 20 mA árammal maximálisan 3,5 W teljesítményt szolgáltat. Kis jel esetében az erősítés 35 dB-t ér el. Az átviteli frekvenciasáv 3400 és 4400 Mc/s között van (48a).

A 48. ábra egy 1000 W kimenőteljesítményű haladóhullámú

csövet mutat be, mely 1 A árammal és 5000 V feszültséggel működik, hatásfoka tehát 20%. A spirális átmérője 2,5 cm, hossza pedig 50 cm. Drót helyett 3 mm átmérőjű nikkelcsőből áll, amelyen belül hűtővíz cirkulál. A működési frekvencia 500, a sávszélesség 100 Mc/s. A nagyfrekvenciás energia a cső tengelyére merőleges szabványos 50 Ω-os koaxiális vezetéken lép be, és egy másik koaxiális vonalra megy át, amely az egész elektronágyút is magában rejti. A spirális össze van kötve ennek a vonaldarabnak a belső vezetékével. A vízöblítéses hűtéshez szükséges csatlakozások is vonaldarab belsejében vannak elhelyezve.

Az elektronnyaláb összetartására 0,1 weber/m², vagyis 1000-gauss erősségű mágnesteret alkalmaztak.

Tekintettel az ionbombázás veszélyére, a cső katódja tantálfémkatód, amelyet nem izzószál fűt, hanem egy kisebb oxidkatódból kiinduló elektronok bombázása [49].

9.7. Új fejlődési törekvések

Nem könnyű feladat eligazodni a mikrohullámú csövek gazdag sokaságában. Ebben a tanulmányban megkíséreltünk bizonyos rendszerezést, és igyekeztünk egymással összehasonlítva tárgyalni a különböző típusok előnyeit és hátrányait.

A rendszerezés azonban, ha tárgya ennyire dinamikusan fejlődik, mindig kettős veszéllyel jár. Ha a munka elsősorban a kiforrott, bevált, többéves eredményeket ismerteti, félő, hogy elavultnak hat már megjelenése pillanatában. Ha viszont a legfrissebb eredményekre fekteti a súlyt, előfordulhat, hogy jelentős kezdeményezések helyett zsákutcába vezető megoldásokat ír le. Ezért mi egyrészt kiemeltük a III., IV. és IX. fejezetben a bevált és gyakorlatba vett típusokat, másrészt mindenütt iparkodtunk kellő kritikával figyelembe venni a kézirat lezárásáig ismertté vált új eredményeket.

Némi következtetést vonhatunk le a jövő fejlődésére, ha áttekintjük az utolsó esztendő eredményeit:

1. Kísérleti csövek 10 dB-nél kisebb zajtényezővel.
2. Az anódfeszültség csökkentése.
3. Szűrőspirál alkalmazása, amelynél a sávszélesség csupán a technikailag kihasználható értékre szorítkozik.
4. Tápvonalnélküli csövek, amelyek részben a klisztronnal, részben a haladóhullámú csővel vannak rokonságban.
5. A nyaláb összetartása térben periodikus mágneses vagy elektrosztatikus mezővel.

Kétségtelennek látszik, hogy az egyik soronkövetkező fontos feladat olyan kis-zajú típus kidolgozása, amely a tömeggyár-

tás követelményeinek is megfelel. Ennek a csőnek fontos eleme a 8.3 fejezetben említett többrészes elektronágyú és a szűrőspirál. Egyébként a típus a klasszikus haladóhullámú csőhöz áll közel. Teljesítménye kicsi. A nyaláb összetartására valószínűleg megtartják az elektromágneses tekercs által létesített erős homogén teret.

Közepes erősítési szinten viszont igen érdekes lehetősége van a periodikus mágneses mezővel való fókuszálásnak. Ez ugyanis azzal jár, hogy a nyaláb keresztmetszete is periodikusan változik, ami önmagában, tápvonal nélkül is biztosíthatja az erősítést (l. a 10.3. alfejezetet). Mindössze arra van szükség, hogy a nyaláb bemenetére üreg vagy rövid spirális segítségével modulációt adjanak, a kimenetnél pedig hasonló eszközzel kicsatolják a felerősített jelet. Az ilyen erősítő nyilván sokkal kisebb, könnyebb és egyszerűbb lehet, mint az eddig használt típusok bármelyike, ami tömeggyártás szempontjából nagy előny. Eredményekkel kecsegtet azonban az a törekvés is, hogy a nagyfrekvenciás tápvonal és a fókuszáló eszköz szerepét egyesítsék [49a].

TIZEDIK FEJEZET

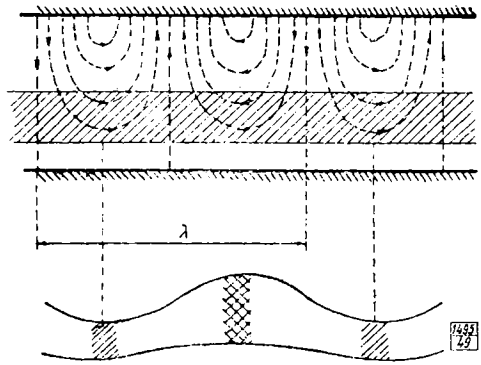
HASONLÓ ELVEN MŰKÖDŐ ERŐSÍTŐCSÖVEK

A haladóhullámú cső fogalmát a tudományos irodalomban általában leszűkítik arra a csőfajtára, amelyen az elektronok a rezgés periódusához képest hosszabb ideig egy késleltető vezeték által továbbított elektromágneses hullám hosszirányú térerősségének hatása alatt haladnak. Mi is így értelmeztük e tanulmányunkban a fogalmat. Van azonban sok hasonló elven működő, vagy névben hasonló elektroncső, amelyre ez a meghatározás nem illik. Ezekről is röviden beszélnünk kell. Megjegyezzük, hogy az alább felsorolandó csőtípusok közül eddig egy sem ért el olyan gyakorlati jelentőséget, amely a haladóhullámú csővel összemérhetővé tenné.

10.1. A haladóhullámú magnetron-erősítő

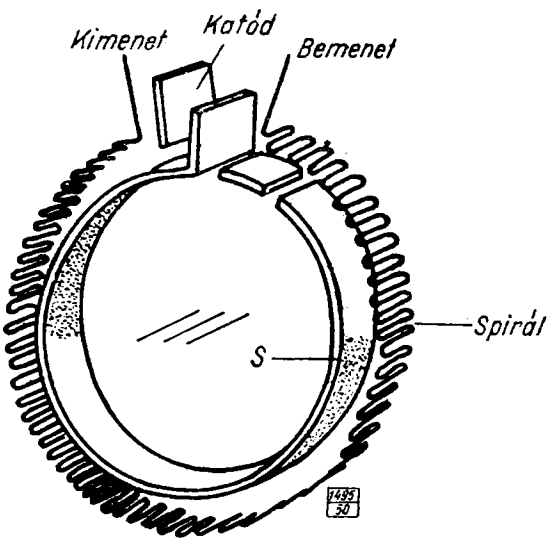
Ebben a csőben az elektronok egymással keresztezett villamos és mágneses egyenáramú térben haladnak. A villamos teret a legegyszerűbb esetben két párhuzamos sík elektróda hozza létre. (Az ábra ezeket metszetben ábrázolja; a mágneses tér iránya a papír síkjára merőleges.) Az elektronnyaláb a katódból és gyorsítóanódból álló elektronágyút elhagyva $v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} U_0}$ egyenletes sebességgel lép a két elektróda közé. A kétféle tér folytán függőleges irányban az ($e\boldsymbol{E}$) Coulomb-erő és az [eV $\boldsymbol{B}$) Lorenz-erő hat rá. Ha a sebesség $v_0 = \frac{\boldsymbol{E}}{\boldsymbol{B}}$, akkor a két erő egyensúlyban van, és az elektron eredeti irányban halad tovább. Bonyolultabb a mozgás, ha az elektronok belépési sebessége ettől az értéktől eltér. A pálya ebben az esetben már nem lesz egyenes, hanem egyenes és körpálya összetétele (cikloisszerű mozgás). A z-irányú sebesség itt is felveszi a $v_z = \frac{\boldsymbol{E}}{\boldsymbol{B}}$ értékét.

Megváltozik a helyzet, ha az elektronok elektromágneses hullám erőterében haladnak. Ezt azzal lehet biztosítani, hogy a pozitívabb potenciálon levő elektródát lassító tápvonalnak képezik ki. A tápvonal lapos spirális vagy üreglánc.



49. ábra. Haladóhullámú magnetron-erősítő elve

A két elektróda közötti nagyfrekvenciás tér Y-irányú összetevője hol gyengíti, hol erősíti a sztatikus teret. Az előbb elmondottak szerint ez változást hoz létre v_z értékében, és így a nyalábban csomósodás lép fel, mégpedig éppen ott, ahol a tér Z-irányú összetevője fékező hatású. A Z-irányú villamos és a rá keresztben ható X-irányú mágneses tér ezt az elektroncsomót Y-irányban is eltéríti, mégpedig a pozitívabb elektróda felé.



50. ábra. Körpályás haladóhullámú magnetron-erősítő. Az S jelű elektróda katódpotenciálon van

Ez a keresztirányú mozgás a magnetron-erősítő főjellegzetessége, amely sokkal kedvezőbb hatásfokra nyújt kilátást, mint a haladóhullámú csőnél. Az elektronok ugyanis a fékező térben állandóan energiát adnak le a nagyfrekvenciás hullámnak, de ugyanekkor állandóan energiát vesznek fel a sztatikus térből, hiszen egyre pozitívabb po-

tenciálú helyre jutnak. Mivel az elektronok sebessége akkor is $\sqrt{\frac{2e}{m}}\,U_0$ érték körül marad, amikor végül az U_2 potenciálú elektródát elérik, a hatásfok megközelíti az $\frac{U_2 - U_0}{U_0}$ értéket. A kísérleti eredmények valóban már 40% hatásfokhoz jutottak el.

A cső szerkezete nem feltétlenül sík, lehet a szokásos magnetronoszcillátorhoz hasonló (149. old.) koaxiális kivitelű is. Az oszcillátorral ellentétben külön kell választani egymástól a lassító tápvonal bemenetét és kimenetét [50].

Jellemző erre a típusra, hogy bemeneti vesztesége csupán 6 dB és erősítése az áramerősség négyzetgyökével arányos.

10.2. Tápvonal nélküli csövek

Az 5.3. alfejezet elején a haladóhullámú cső működését a tápvonalak csatolásával tettük szemléletessé. Megemlítettük, hogy ha a két csatolt tápvonal egyike egy elektronnyaláb, akkor bizonyos esetben a csatolt rendszer terjedési állandói közül kettő komplex lesz.

Ezt a gondolatmenetet tovább is fejleszthetjük. Vajon nem lehet-e mindkét tápvonal egy-egy elektronnyaláb? Szoros csatolás esetében itt is erősen befolyásolhatja egymást a két hullám tere. Ha az egyik nyaláb gyorsabb hullámának sebessége közel esik a másik nyaláb lassúbb hullámának sebességéhez, itt is előállhat olyan eset, hogy a két hullám terjedési állandója komplexé válik, és így erősítés lép fel. Előfeltétel az, hogy elég nagy legyen a tértöltés és a két nyaláb átlagsebessége csak néhány százalékkal térjen el egymástól, továbbá a két nyaláb állandóan áthatoljon egymáson, hogy villamos terük közös legyen [51, 52]. (Lásd a 28. ábrát, 78. oldal.)

Ilyen csöveket 1948-ban kezdtek kidolgozni. A közönséges haladóhullámú csövekkel szemben elektronhullámú csöveknek, vagy kétnyalábos csöveknek nevezik őket. Ezeknél a csöveknél kettős elektronágyú van, a két nyaláb anódfeszültsége 5—6%-ban különbözik. Az elektronnyalábokat a klisztronhoz hasonló üreggel vagy rövid spirálissal modulálják, a kimenetnél pedig, másik üreggel vagy spirálissal csatolják ki a megnövekedett teljesítményt. Az anódáram 10—30 mA. A cső zaja valamivel nagyobb, mint a rendes haladóhullámú csőé. Előnye az egészen rövid hullámoknál van, ahol hosszú és cléggé veszteségmentes

tápvonalat nehéz készíteni, két üreget azonban könnyebb. Nagyobb jelentősége akkor lesz ennek a csőfajtának, ha újabb be- és kicsatolási módokat találnak fel, amelyek még rövidebb hullámok gerjesztését teszik lehetővé.

A kétnyalábos cső erősítésére itt nem végzünk számításokat, csupán az eredményeket közöljük. Ha a két nyaláb csatolása tökéletesen van megoldva, az erősítés elsősorban a nyalábok közti sebességkülönbségtől, és ezen keresztül a töltéssűrűségtől függ $\left(\frac{\Delta v}{v_0} = \frac{\Omega}{\omega}\right)$.

Ha a terjedési állandó

$$\Gamma = j\alpha + \beta, \tag{10.1}$$

akkor ideális esetben $\alpha = \frac{\Delta v}{2v_0}\beta$, és a térerő $e^{\alpha z}$, a teljesítmény pedig $e^{2\alpha z}$ függvény szerint erősödik.

A teljesítmény-erősítés decibelben kifejezett értéke tehát

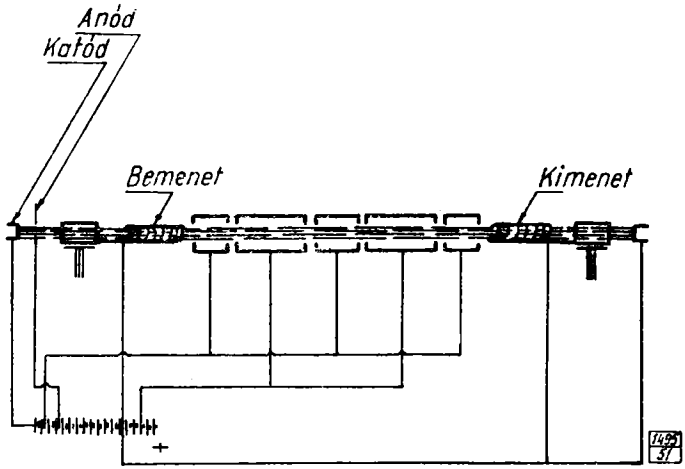
$$A = 20\frac{\Delta v}{v_0}\frac{2\pi}{\lambda_g}\log e, \tag{10.2}$$

vagyis egy hullámhossznyi szakaszon $27{,}3\frac{\Delta v}{v_0}$ dB. Ez kb. 1—1,5 dB-t jelent, ami megfelel a haladóhullámú csöveknél szokásos értéknek.

Jelentős jövője lehet annak az új csőfajtának is, amelyben szintén egyetlen nyaláb halad lassító vezeték nélkül, a nyaláb sebessége azonban nem állandó, hanem hirtelen változásokon megy át («ugráltatott» nyaláb). A cső szerkezete olyan, hogy az ágyúból kilépő elektronok — amelyek üregen vagy rövid spiráldarabon áthaladva veszik fel a nagyfrekvenciás jelet — hosszabb állandó potenciálú szakaszok között egészen rövid gyorsító, illetve lassító tereken haladnak keresztül [53].

A működés fizikai elvét röviden érintettük, amikor a cső zajcsökkentésének új módjáról beszéltünk. Láttuk ott, hogy megfelelő fázisban alkalmazott hirtelen gyorsítás csökkenti a nagyfrekvenciás sebességmodulációt. Ugyanilyen módon alkalmazott lassítás tehát természetesen a sebességmoduláció növelését okozza. A nyaláb eredeti sebességét egy későbbi gyorsító-szakasszal lehet visszaadni. Ezt viszont olyan helyre tesszük, ahol a nagyfrekvenciás energia főleg árammoduláció alakjában van jelen, amit a sebességváltozás nem befolyásol.

Ez az elv igen sokat ígér, mert kis hosszon nagy erősítést nyújt. Sajnos azonban, a különböző gyorsító- és lassító-elektródák beépítése a pálya mentén, drágává teszi a konstrukciót. Újabb elméleti kutatások azt derítették ki, hogy ilyen erősítőhatást nemcsak az elektronok sebességének, hanem a nyaláb



51. ábra. Mikrohullámú elektroncső lassító- és gyorsító-szakaszokkal («ugráltatott nyaláb»)

keresztmetszetének megváltoztatásával is el lehet érni. A sebesség és a keresztmetszet változtatása azért hasonló hatású, mert mindkettő a tértöltés sűrűségét, és ezzel a plazmafrekvenciát befolyásolja. Ezzel megváltozik a tértöltéshullámok terjedési állandója. A számítások kimutatták, hogy minden ilyen esetben erősítésnek vagy gyengítésnek kell bekövetkeznie. A keresztmetszetváltozás történhet folyamatosan is [54].

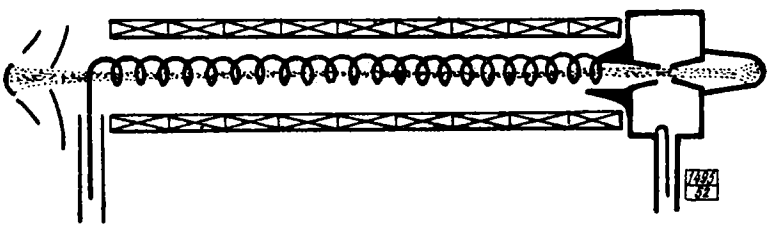
10.3. Átmeneti típusok

Érdekes megoldás az ún. hibridcső [6]. Ez tulajdonképpen a haladóhullámú cső és a klisztron kombinációja. Az erősítés folyamata a szokásos módon történik; az elektronnyalábot spirálalakú hullámvezető veszi körül. Utána azonban a nyaláb még egy üregrezonátoron is áthalad, éppúgy, mint a klisztronnál. Ez jelentősen fokozza a hatásfokot. Említettük már előbb, hogy a haladóhullámú csőben véget ér az erősítési folyamat,

amikor az elektronok sebessége bizonyos értékre csökken. A nyalábban azonban benne marad a sűrűség- és sebességmoduláció. Ez azt jelenti, hogy tekintélyes nagyfrekvenciás teljesítményt visz magával, amit spirállal nem csatolhatunk ki belőle. Ha azonban a nyalábot úgy tekintjük, mint egy klisztron elektronáramát az erőmentes térben, világosan látjuk, hogy megfelelő helyen elhelyezett üregrezonátorral ezt a teljesítményt ki tudjuk venni.

Annak ellenére, hogy az üreg magában véve nagyjóságú rezonátor, mégis elég szélessávú működés várható, mert a nyaláb váltakozóáramú impedanciája is terheli a kört és ezzel lerontja a jóságot, a bemenetet pedig spirális alkotja.

Beszélnünk kell a haladóhullámú klisztronról is, mivel neve



52. ábra. Haladóhullámú bemenettel és üreges kimenettel ellátott «hibrid» cső elve

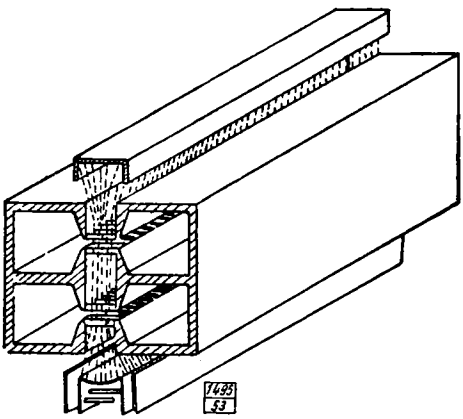
alapján felületes módon ebbe a csoportba sorozzák, holott működése egészen más elven történik. Alapgondolata az, hogy a klisztron két üregе helyett két hullámvezetőt (csőtápvonalat) használnak fel, amelyek közül az egyik az elektronnyaláb csomósítására, a másik pedig a nagyfrekvenciás teljesítmény kicsatolására szolgál. A hullámvezetők iránya merőleges az elektronnyalábra. A hullámvezetőben a térerőnek az az összetevője hatásos, amely a nyaláb haladási irányába esik.

A cső minden kis Δz hosszúságú darabját úgy tekintjük, mint külön klisztront; a második hullámvezetőben egy-egy szakaszban nyert nagyfrekvenciás teljesítmények az egyik irányban helyes fázisban adódnak egymáshoz. Fellép tehát egy növekvő amplitudójú hullám, a növekedés azonban nem exponenciális. A jel a cső hosszával lineárisan nő [55].

A cső működésének előfeltétele, hogy az első hullámvezetőben a térerő elég erős legyen az elektronok csomósítására. Mivel egy tápvonal hullámimpedanciája sokkal kisebb, mint

egy üreg párhuzamos ellenállása, természetesen sokkal nagyobb vezérlőteljesítményekre van szükség, mint egy kétüreges klisztronnál. A haladóhullámú klisztron tehát csak igen nagy teljesítményeknél — több MW-nál — működik jó hatásfokkal. Egyébként ezt a típust a reflex-klisztronnak megfelelő változatban is kidolgozták.

Nem érdektelen, hogy itt tulajdonképpen ugyanazt az elvet látjuk viszont, amelyet a méteres hullámoknál «osztott erősítés»-nek neveznek. Ennek lényege az, hogy egy fokozatban több elektroncsövet kapcsolnak párhuzamosan úgy, hogy a kapcsoló elemek nagyfrekvenciás tápvonalat alkotnak. A bemenő- és kimenőimpedanciák tehát nem zavarnak többé, hanem a tápvonal részeivé válnak. Az anódoldalon az egyes csövek által szolgáltatott teljesítmények az egyik irányban helyes fázisban adódnak egymáshoz. Az osztott erősítőket egyébként a szakirodalom 1948. előtt «haladóhullámú erősítő» elnevezéssel is emlegette.



53. ábra. Haladóhullámú klisztron elve

Ugyancsak tisztán az elnevezés kedvéért kell kitérnünk a «miniatűr haladóhullámú cső» néven néhány év előtt bemutatott kísérleti elektroncsőre, amely szintén az osztott erősítés elvén működik. Ennek a csőnek is hosszú katódja van, rácsa pedig a katód tengelyével párhuzamos tengelyű sík spirális (cikcakvonal), amelyen hullámszerűen halad a vezérlőfeszültség. A cső egyébként a haladóhullámú reflex-klisztronhoz hasonlít, mert az elektronáram reflektálódik, és nagyfrekvenciás energiáját magának a vezérlő tápvonalnak adja át induktív úton. A működés azonban a méteres frekvenciatartományba esik, és maga a vezérlés klasszikus tértöltés-modulációt kelt. Azt, hogy a visszatérő elektronok éppen kedvező fázisban érkezzenek a spirális közelébe, az biztosítja, hogy az eleketronokat mágneses mező segítségével megfelelő sugarú görbe pályán térítik vissza [56.]

Szerkezetileg hasonlít a haladóhullámú csőhöz az a milliméter-

hullámú elektroncső is, amelyre Ginzburg szovjet tudós tett javaslatot. Ebben a csőben nagysebességű elektronnyaláb halad előre egy dielektrikumból való hullámvezetőbe vágott szűk csatornában. A működési elv azonban nem azonos a haladóhullámú cső működésével. Ginzburg javaslata a Cserenkov szovjet tudós által felfedezett jelenségen alapszik. Cserenkov mutatta ki, hogy elektronok, amelyek egy dielektrikum közvetlen közelében nagyobb sebességgel haladnak, mint amekkora az illető anyagban az elektromágneses hullámok sebessége lenne, hullámokat gerjesztenek a dielektrikumban. A gerjesztett hullámok koherensek és széles frekvenciasávúak. Az energia-maximum frekvenciája a dielektrikumba vágott csatorna méreteitől függ. A Ginzburg-féle csőben tehát nincs szó kölcsönhatásról a hullámok és elektronok között [57, 58].

TIZENEGYEDIK FEJEZET

A MIKROHULLÁMÚ OSZCILLÁTORCSÖVEK ÁTTEKINTÉSE

11.1. Visszacsatolt oszcillátorok

Tartós oszcilláció valamely rendszerben csak úgy maradhat fenn, ha állandóan ugyanannyi nagyfrekvenciás energia keletkezik, mint amennyi elvész. A rezgő rendszer szempontjából nemcsak a hővé átalakult vagy elsugárzott, hanem az elvezetett és hasznosított energiát is veszteségnek kell tekintenünk.

A klasszikus típusú elektroncsöves oszcillátorok tulajdonképpen elektroncsövekkel összekapcsolt rezgőkörök. A rezgőkör veszteségeit az a váltakozóáramú teljesítmény pótolja, amely az elektroncsőben a felvett egyenáramú teljesítmény egy részéből keletkezik. A legtöbb oszcillátornál maga az elektroncső tulajdonképpen erősítőként működik, de olyan erős pozitív fázisú visszacsatolása van, hogy a kimenőjelnek a bemenetre visszavezetett hányada elegendő a rezgés fenntartására. Az oszcillátorok más csoportját egyszerűbb úgy felfogni, hogy azokban az elektroncső negatív ellenállásként szerepel. Ez azt jelenti, hogy a csőben különleges működési körülmények folytán lehet két olyan elektródát találni, amelyek között a feszültség emelése az áram csökkenésével jár együtt. A negatív ellenállás folytán a két elektróda közé kapcsolt rezgőkör nagyfrekvenciás teljesítményt nyerhet az elektronáramból. [59a.]

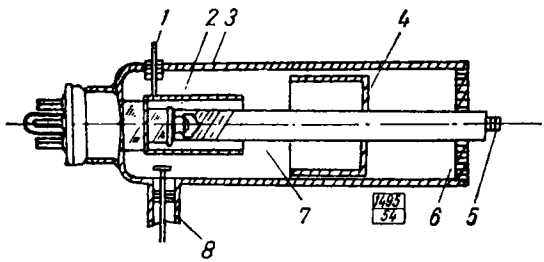
A mikrohullámú oszcillátorokat ugyancsak két nagy csoportra lehet bontani. Az első szabályszerű visszacsatolt erősítők csoportja, míg a másodikban magának az elektroncsőnek a különleges szerkezete biztosítja a rezgést.

Az első csoportról kevés a mondanivalónk, mert a visszacsatolás inkább kapcsolástechnikai, mint csőprobléma. A mikrohullámú technika rezgőkörei üregrezonátorok, ezek között a csatolást vagy egymásba nyúló hurkokkal biztosítják, vagy két szomszédos üreg közös falába vágott nyílással.

Tértöltéses vezérlésű csöveknél a legkézenfekvőbb az a megoldás, hogy az egyik üregrezonátor tartalmazza a cső katód és rács közötti szakaszát, a másik pedig a rács és anód közötti szakaszt. A cső világítótoronyszerű felépítése módot ad arra, hogy mindkét rezonátort kapacitív lezárással terhelt koaxiális üregként képezzük ki.

Legjobban elterjedt az a kivitel, amelyet az 54. ábra mutat be; a két üreg terének egy része közös. A csatolás mértékét a dugattyú állításával lehet szabályozni.

A síktárcsás oszcillátor-triódák legfőbb alkalmazási területe ott van, ahol néhány W nagyságrendű folyamatos teljesítményre,



54. ábra. Síktárcsás trióda mint oszcillátor:
1 egyenáramú rácskivezetés; *2* rácshenger; *3* katódhenger; *4* hangoló dugattyú; *5* egyenáramú anódcsatlakozás; *6* szigetelőtárcsa; *7* anódhenger; *8* kimenet *1* katód; *2* kimenet; *3* lassító-vonal; *4* gyűjtőelektróda

vagy néhány kW nagyságrendű impulzusteljesítményre van szükség 3000 Mc/s alatt.

A kimenetnek a bemenetre való visszacsatolása az alapja a többüreges klisztron oszcillátorként való felhasználásának is. Főleg ott alkalmazzák ezt a csőtípust, ahol 100 W-nál nagyobb folyamatos teljesítményre van szükség 1000—4000 Mc/s között. Minden többüreges erősítő-klisztron működhet ily módon, de készülnek külön oszcillátor-típusok is, amelyeknél a szükséges csatolás már össze van építve a csővel. Elvi különbség a kétféle típus között nincs.

A haladóhullámú cső oszcillációjára már röviden utaltunk, mint káros jelenségre, amelyet meg kell akadályoznunk (102. oldal).

Ugyanezt a jelenséget természetesen gyakorlatilag is hasznosíthatjuk, mert a cső, amelyben belső beépített csillapítás nincs, már is kész oszcillátor. Az oszcilláció amplitúdója és frekvenciája azonban olyan tényezőktől függ, amelyek nem tarthatók jól kézben. Ezért szívesebben használnak fel stabil erősítőcsövet, megfelelő külső visszacsatolással. Ennek legegyszerűbb

módja az, hogy a cső kimenetét rövid tápvonalon át összekötik a bemenettel. A hullám így zárt kört fut be. A csövön belül megtett l_2 út sok megrövidült hullámhossznak, a külső l_1 út néhány hullámhossznak felel meg. A cső olyan frekvencián rezeg be, amelynél a teljes út egész számú hullámhossz, tehát

$$\frac{l_1}{\lambda} + \frac{l_2 c}{\lambda v_0} = N, \tag{11.1}$$

ahol N egész szám,
vagyis

$$f = \frac{N}{\frac{l_1}{c} + \frac{l_2}{v_0}}. \tag{11.2}$$

Említettük, hogy a v sebesség a szokásos szerkezetű haladóhullámú csövekben néhány százalékon belül változtatható. A haladóhullámú oszcillátor tehát az anódfeszültség változtatásával villamosan hangolható. Az átfogható frekvenciasáv azonban nem széles. Ezenkívül megvan az a kellemetlenség is, hogy a (11.2) egyenlet egyszerre több különböző frekvenciára is fennáll és működés közben könnyen átugorhat a rezgés más frekvenciára. Kedvezőbb a helyzet akkor, ha a hullámokat hangolható üregrezonátorokon keresztül vezetjük vissza a kimenetről a bemenetre.

Meg kell azonban jegyeznünk, hogy ilyen oszcillátorokat a gyakorlatban ritkán használnak fel. Alkalmazásukat laboratóriumi mikrohullámú szignálgenerátorokban javasolták.

11.2. A reflex-klisztron

A különleges mikrohullámú oszcillátorcsöveket az jellemzi, hogy a visszacsatolást bennük nem áramköri kapcsolat hozza létre, hanem magának az elektronnyalábnak a pályája. Három leglényegesebb osztályuk közül a reflex-klisztronban az elektronnyaláb visszaverődik, az üreges magnetronban lényegileg körpályán halad, a hátráló-hullámú csőben pedig szembefut a hullám haladási irányával. Az eltérő szerkezet folytán mindhárom típus más feladatot lát el.

A reflex-klisztron olyan sebességmodulációs elektroncső, amelyben az elektronnyaláb ugyanazon a nagyfrekvenciás erőtéren kétszer halad át.

Szerkezete abban különbözik a II. fejezetben leírt erősítőklisztrontól, hogy csak egyetlen üreget tartalmaz. Az elektron-

nyaláb az üregen áthaladva sebességmodulációt szenved. Utána fékező térbe jut, amelyet egy katódhoz képest negatív potenciálon tartott reflektorelektróda hoz létre. Az elektronok ebben a térben elvesztik mozgási energiájukat és visszaesnek a nagy pozitív feszültségen lévő üreg felé. Eközben a sebességmoduláció sűrűségmodulációvá alakul át. A visszatérő nyalábban kialakult váltakozóáram pedig rezgésre gerjeszti az üreget. Ez a rezgés azonban csak akkor állhat fenn, ha az elektronok repülési ideje biztosítja, hogy visszatérésük kedvező fázisban következik be. Meg kell tehát vizsgálnunk a repülési időt.

Az üregen való két áthaladás közötti idő a reflektor feszültségétől függ. Ha a sebességmoduláció hatásától eltekintünk, az elektron $v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} U_0}$ sebességgel lép be a fékező térbe. Ebben a térben a potenciál a pozitív U_0 és a reflektor negatív $-U_R$ feszültsége között változik, az elektron pedig a 0 potenciálú pontig halad, és utána visszafordul. Ha a távolság az üreg és a reflektor között d, a 0 potenciál helye sík elektródák esetében az üregtől $\frac{U_0}{U_0 + U_R} d$ távolságban lesz.

Az elektronra ható gyorsulás

$$\frac{dv}{dt} = \frac{e}{m} \frac{U_0 + U_R}{d} .$$

A függőleges hajítás és a szabadesés egyszerű mechanikai összefüggéseit alkalmazva, a fékező térben eltöltött teljes idő

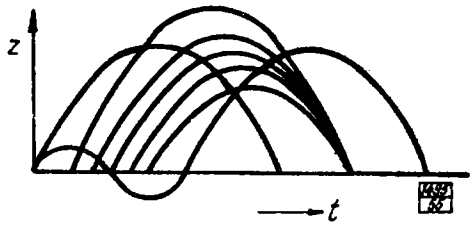
$$\tau_0 = \frac{1}{\frac{dv}{dt}} 2 v_0 = 2 \frac{\sqrt{\frac{2e}{m} U_0}}{\frac{e}{m} \frac{U_0 + U_R}{d}} , \tag{11.2a}$$

$$\tau_0 = \frac{4d}{v_0} \frac{1}{1 + \frac{U_R}{U_0}} . \tag{11.2b}$$

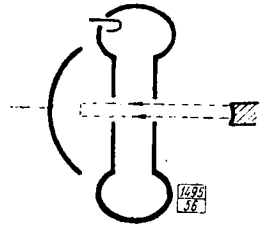
Ha az elektron a nagyfrekvenciás vezérlés folytán más v sebességgel lép a térbe, a visszatéréshez szükséges idő természetesen

$$\tau = \frac{1}{\frac{dv}{dt}} 2v = \frac{v}{v_0} \tau_0 \tag{11.3}$$

lesz. A nagyobb sebességű elektronok tehát később, a kisebb sebességűek pedig előbb érkeznek vissza, mint az eredeti sebességüket megtartó elektronok. Ez azt jelenti, hogy a sűrűsödés magját azok az elektronok fogják képezni, amelyek akkor haladtak át első ízben az üregen, amikor abban a második rács feszültsége az elsőhöz képest pozitívról negatívra változott. Amikor ez a sűrűsödés visszaérkezik, lehetőleg maximális fékező hatással kell találkoznia, a második rácstól az első rács felé haladva. Ebben az esetben adja ugyanis át a legnagyobb energiát az üregnek. Ebből a feltételből az következik, hogy



55. ábra. Elektronok «menetrendje» a reflex-klisztronban. Összehasonlítandó a 17. ábrával



56. abra. A reflex-klisztron elve

az elektronoknak általában vagy $^3/_4$ periódus, vagy $1^3/_4$, $2^3/_4$ stb. periódus-ideig kell a reflektáló térben tartózkodniuk.

Rezgés tehát csak akkor következik be, ha a visszaverő feszültség kielégíti az alábbi egyenletet:

$$U_R = \left(\frac{4d}{v_0} \frac{1}{(n + {}^3/_4) \frac{2\pi}{\omega}} - 1 \right) U_0. \qquad (11.4)$$

A reflektáló feszültséget változtatva tehát bizonyos feszültségtartományokat találunk, amelyeken belül a klisztron rezgésre képes. Ezeket a tartományokat módusoknak nevezzük. Egy-egy móduson belül a feszültség kismértékű változtatásánál a rezgés fennmarad, de a frekvencia változik mindaddig, amíg a (11.4) egyenletet kielégítő ω érték nem jelent túlságosan erős elhangolást az üreg számára. Ekkor a rezgés megszűnik. A visszaverő feszültség változtatásával tehát szűk határok között változtatni lehet a rezgés frekvenciáját.

Konstrukciós szempontból a reflex-klisztron különlegessége az, hogy nincs benne gyűjtőelektróda. A visszatérő elektronokat

végeredményben az üreg falának, főleg a katód felé eső rácsot körülvevő falnak kell felvennie. (Azok az elektronok, amelyek az üregen másodszor keresztül haladnak és a katód közelébe jutnak, csak zavarják a rezgést.) Mivel az üreg hűtését nem könnyű dolog megoldani, a reflex-klisztron egyenáramú teljesítménye korlátozva van. Mivel pedig hatásfoka is alacsony, általában ott használják, ahol 3000 és 30 000 Mc/s között kicsiny oszcillációs teljesítményre (1 W alatt) van szükség [59].

11.3. Az üreges magnetron

A magnetron a legelterjedtebb mikrohullámú oszcillátorcső. Történelmileg jóval megelőzte a haladóhullámú csöveket, de általánosan később ismerték fel, milyen rokonság áll fenn a két típus működési elvei között. Ebben a fejezetben csupán erre a rokonságra akarunk rámutatni, amelynek alapja az, hogy az elektron pályája túlnyomó részén mindkét típusnál nagyfrekvenciás térben halad.

A sokü reges magnetron általánosan elterjedt formája, amely Alekszejev és Majlarov szovjet tudósoktól származik, koaxiális szerkezetű [60]. A hengeralakú katódot körülveszi a tömör fém anódhenger, amely egyúttal a vákuumtér külső falát alkotja. A cső erős permanens mágnestérben van, amelynek iránya a henger tengelyének felel meg. Az anódhenger belső felületében egymástól szabályos távolságra üregek vannak elhelyezve, amelyek az anód és katód közötti tér felé nyitottak és ezen keresztül egymással csatolásban vannak. A henger mentén az üreglánc önmagába tér vissza.

A 10.1 alfejezetben tárgyalt sík magnetron erősítővel szemben tehát az egyik különbség az, hogy a lassító tápvonal zárt hurkot képez. Ez százszázalékos visszacsatolást jelent, ami eldönti azt, hogy ez a cső oszcillátorként működik. A másik különbség az, hogy az elektronok nem kívülről és nem egyenletes sebességgel lépnek be a nagyfrekvenciás térbe, hanem a katódfelületről kilépve először a sugárirányú villamos tér hatására az anód felé gyorsulnak, azután a mágneses tér hatására görbült pályán mozognak tovább.

Az elektronok mozgását hengerkoordinátákban tárgyalhatjuk. Tengelynek a magnetron tengelyét választjuk. Csupán r és Φ irányban várhatunk változásokat.

Az r irányú gyorsulás

$$\ddot{r} - r\dot{\Phi}^2 = \frac{e}{m}[\boldsymbol{E}\mathbf{r} + \boldsymbol{B}\, r\dot{\Phi}] \tag{11.5}$$

A Φ-irányú gyorsulás

$$\frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(r^2\dot{\Phi}) = -\frac{e}{m}\boldsymbol{B}\dot{r}. \tag{11.6}$$

Az utóbbi egyenletet integráljuk és az integráció-állandót úgy választjuk meg, hogy a katód felületén ($r = r_k$) csak radiális összetevője legyen a sebességnek (ez felel meg a fizikai valóságnak). Így

$$\dot{\Phi} = \frac{1}{r^2}\frac{e}{2m}\boldsymbol{B}(r^2 - r_k^2) = \frac{\omega_c}{2}\left[1 - \left(\frac{r_k}{r}\right)^2\right], \tag{11.7}$$

ahol $\omega_c = \frac{e}{m}\boldsymbol{B}$ érték az ún. ciklotron-frekvencia. Az elektron szögsebessége tehát a katódtól távolodva nő, de $\frac{\omega_c}{2}$ értékét csak nagy távolságban közelíti meg.

Az elektron teljes mozgási energiáját a befutott potenciálkülönbségből kapja, tehát

$$\frac{m}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2) = eU, \tag{11.8}$$

ahol U az r helyen uralkodó potenciál, amely az anód és katód közötti feszültségkülönbségből származik. A legnagyobb távolság, ameddig az elektronok a katódtól számítva eljutnak az, amelyen $\dot{r} = 0$, tehát

$$r^2\left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2\left(1 - \frac{r_k^2}{r^2}\right)^2 = \frac{2e}{m}U. \tag{11.9}$$

Ha $r < r_a$, ahol r_a az anódhenger belső sugara, akkor nincs anódáram, az elektronok visszatérnek a katódra. Ennek feltétele:

$$\boldsymbol{B} \geqq \frac{\sqrt{\frac{8m}{e}U}}{r_a\left[1 - \left(\frac{r_k}{r_a}\right)^2\right]}. \tag{11.10}$$

Az ilyen lezárt magnetronban az egyes elektronok pályája körívszerű görbe, amely a katódon kezdődik és ott is végződik. A katódot elektronfelhő veszi körül, amely a maga egészében forgó mozgást ír le. Természetesen a különböző r koordinátákhoz más és más szögsebesség tartozik, de az elektronfelhő zömét mégis úgy lehet tekinteni, mint ha az $\frac{1}{2}\omega_c$ közelébe eső frekvenciával forogna a katód és anód közötti térben.

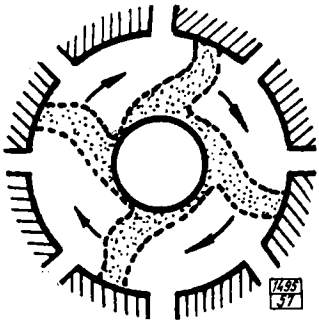
A nagyfrekvenciás tér jelenléte ugyanolyan csomósítási hatással van erre az elektronfelhőre, mint ahogy azt a sík magnetron erősítőnél láttuk. A sűrűsödések olyan térben haladnak, ahol $\boldsymbol{E}_\Phi$ fékező hatású. Ez nem csak a Φ-irányú sebességet igyekszik csökkenteni, hanem ezenkívül eltéríti az elektroncsomót az $\boldsymbol{E}_\Phi$ és $\boldsymbol{B}$ térerőre merőleges r-irányban, mégpedig az anód felé. A csomó tehát nagyobb potenciálú térbe jut és így energiája gyarapszik; másrészről viszont a nagyfrekvenciás tér fékező hatása következtében mozgási energiájából veszít. Az energiagyarapodás és energiaveszteség egyensúlyban vannak, ami azt jelenti, hogy a csomó elektronjai nem szenvednek lényeges sebességváltozást és az egyenfeszültségű tér energiájával a nagyfrekvenciás teret táplálják.

Azoknál az elektronoknál, amelyekre nézve a nagyfrekvenciás tér érintőirányú összetevője gyorsító hatású, a folyamat jellege éppen ellenkező; ezek az elektronok a katód felé esnek vissza és eközben energiát vonnak el a nagyfrekvenciás térből. Ezek az elektronok azonban nagyon hamar vissza is térnek a katódra. Mivel gyorsan eltávoznak a térből, hatásuk eltörpül a kedvező fázisú elektronok hatása mellett, és csak kismértékben rontják a magnetron hatásfokát.

A magnetron önmagába visszatérő üreglánca sokféle rezgésre képes. Az egyetlen teljesítendő feltétel az elektromágneses tér fázisviszonyaira az, hogy a teljes vonal hossza egészszámú hullámnak felel meg. A gyakorlatban mindig azt a rezgési módot használják fel, amelyben két szomszédos üreg között a tér fáziskülönbsége éppen 180° (π-módus). Az üregláncban fellépő állóhullám két, egymással szemben haladó hullám összetételéből áll, és az elektronfelhő ebben az esetben úgy mozog, hogy kerületi sebessége az anód közelében egyenlő a hullám terjedési sebességével.

n üreg esetében az elektronfelhő eloszlása olyan, hogy a csomók $\frac{n}{2}$ küllőt alkotnak. Ezek a katód és anód közötti térben

úgy forognak, hogy mindig fékező érintőirányú térrel találkoznak. Kézenfekvő szemléletes analógiát nyújt ehhez a váltakozóáramú forgó villamosgépek működése.



57. ábra. Forgó elektronfelhő a magnetronban

A magnetronnak egy más, kevésbé elterjedt típusa a «turbátor» nevű cső. Ebben a katód és anód közötti tér egyetlen üregrezonátort alkot, amelyet egymásba nyúló ujjakból álló vonal terhel.

A magnetront elsősorban nagy teljesítmények előállítására használják. Segítségével 3000 és 10 000 Mc/s között impulzusban több MW, folyamatos működésben pedig több kW nagyfrekvenciás teljesítmény nyerhető.

11.4. A hátráló-hullámú cső

A hátráló-hullámú cső (karcinotron) a legújabb mikrohullámú oszcillátor. A haladóhullámú erősítő tanulmányozásából született meg. Alapja a térharmonikus elv, amelyet a 97. oldalon említettünk.

Mint ahogy a 6.2. alfejezetben láttuk, szakaszosan ismétlődő szerkezetű tápvonal esetében a ténylegesen fellépő hullám több azonos frekvenciájú, de különböző fázissebességű szinuszos hullám összetételéből áll. Megfelelő csatolási viszonyok esetén erősítés léphet fel, ha az elektronnyaláb v_e sebessége valamelyik térharmonikus hullám sebességével egyenlő:

$$\frac{\omega}{v_e} = \beta_n = \beta_0 + \frac{n\,2\pi}{d}\,, \qquad (11.11)$$

ahol β_0 a tápvonal alaphullámának terjedési állandója. Mint ahogy említettük, az energia terjedési sebessége, a csoportsebesség, a hullám összes térharmonikusainál azonos [4a].

A 6.2. alfejezetben azonban nem tértünk ki arra, hogy n lehet negatív szám is. Mivel $\beta_0 = \pi/d$, világos, hogy már $n = -1$ esetében is negatív lesz a terjedési állandó, ami azt jelenti, hogy a szóbanforgó térharmonikus az alaphullámmal ellenkező irányban halad. Ha ezt az előbb mondottakkal egybevetjük, azt

következtethetjük, hogy kedvező feltételek mellett akkor is megvalósulhat az erősítés, ha az elektronok ellenkező irányba haladnak, mint az elektromágneses tér energiája.

Szemléletesen ezt azzal magyarázhatjuk, hogy amíg az elektronhullám d szakasszal előbbre halad, addig eltelik csaknem egy teljes periódusnak megfelelő $T - \tau = d/v_e$ idő.

Hogy ez a sűrűsödés a tápvonalon ellenkező irányban haladó hullámot ugyanolyan fázisban találja, mint előbb, szükséges, hogy az utóbbinak $\omega\ (T - \tau) + \beta_0 d$ fázisváltozása egy teljes periódus legyen.

τ idő alatt tehát a tápvonalban haladó hullám d utat tesz meg. (A negatív előjel az ellenkező irányú haladást jelenti.) Ez a következő összefüggésre vezet:

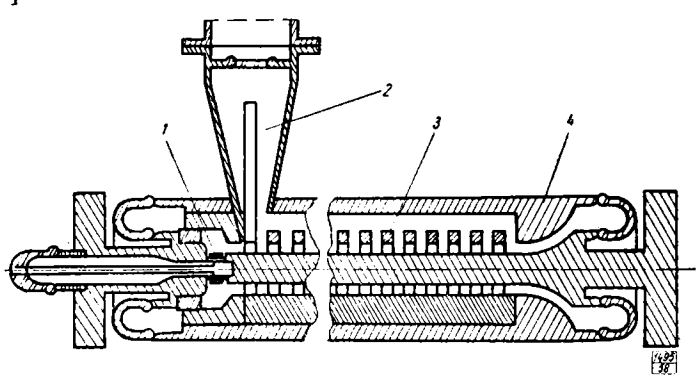
$$\frac{d}{v_e} = \frac{2\pi}{\omega} - \frac{d}{v_0}. \tag{11.12}$$

$$\beta_1 = \frac{2\pi}{d} - \beta_0. \tag{11.13}$$

Eltelhet azonban több periódus is, amíg az elektronok d szakaszt megtesznek, ezért az általános kifejezés

$$\beta_n = \frac{n\,2\pi}{d} - \beta_0. \tag{11.14}$$

A fenti elv alapján működő elektroncsövet hátráló-hullámú csőnek nevezik. Francia feltalálói karcinotronnak nevezték el [61].



58. ábra. Hátráló-hullámú cső elve:
1 katód; *2* kimenet; *3* lassító-vonal; *4* gyűjtő elektróda

Ennek a csőnek több különleges tulajdonsága van.

1. Ha a hátráló-hullámú csövet erősítőként használjuk, a jelet a tápvonalnak a gyűjtőelektróda felé eső végén kell betáplálnunk, és a katódnál lévő végén kicsatolnunk. A cső ilyen működésben lényegileg pozitív visszacsatolású erősítő: az áramerősség fokozásával nő a visszacsatolás és ezzel együtt az erősítés. Ugyanekkor természetesen csökken a sávszélesség.

2. Mivel a visszacsatolás a cső működésének lényege, az különösen alkalmas oszcillátornak. Ahhoz, hogy a stabil oszcilláció beálljon, a cső erősítésének meg kell haladnia bizonyos minimális értéket. A részletes számítások szerint az oszcilláció feltétele az alábbi egyenlőtlenséggel fejezhető ki:

$$CN > 0{,}315, \tag{11.15}$$

ahol C lényegileg megfelel az 5.3. fejezetben bevezetett tényezőnek $\left(C^3 \sim \frac{I_0}{4\,U_0}\,r\right)$, N pedig a hullámok száma az erősítési szakaszon.

3. A hátráló-hullámú csőben szükségtelen a tápvonalat úgy kiképezni, hogy abban erősen csökkenjen a hullámok terjedési sebessége. A valóságban ez a sebesség eléggé közel állhat a fénysebességhez és sokszorta nagyobb az elektronok sebességénél. A (11.13) egyenletből az következik ebben az esetben, hogy az oszcillációs frekvenciánál közelítően $d \approx \frac{v_e}{f}$ (pontosabb számításnál a tápvonalban való terjedést, sőt azt a fázisugrást is figyelembe kellene venni, amely az első sűrűséghullám keletkezésénél beáll). Adott szerkezetű csőnél tehát a frekvenciát az elektronok sebessége szabja meg, amely a gyorsítófeszültség függvénye.

4. Mint ahogy a fentiekből következik, a hátrálóhullámú cső egyszerűen a gyorsítófeszültséggel hangolható és frekvenciáját a terhelés változása nem befolyásolja.

5. Oszcilláció esetében a katód irányából két azonos frekvenciájú, de kissé különböző sebességű hullám indul ki azonos fázisban. A gyűjtő elektródánál már 180° lesz a fáziskülönbség. Így ott az eredő térerősség O lesz [61a].

Felmerülhet itt az a kérdés, hogy nem zavarhatnak-e a magasabb harmonikusok, mert hiszen a cső a (11.14) egyenlet szerint akkor is oszcillálhat, ha a d távolság nem egy, hanem több hullámhossznak felel meg. Szerencsére a magasabb harmonikusoknál a visszacsatolás gyengébb és így ott a (11.15) feltétel

teljesítéséhez lényegesen nagyobb egyenáramra van szükség. A működési adatok megfelelő beállításával tehát mindig biztosítani lehet azt, hogy a cső egyetlen frekvencián stabilan rezegjen.

A hátráló-hullámú cső egyik kidolgozott kísérleti alakja mm-es hullámú rezgések előállítására való és közeli rokona a 6.2 fejezetben leírt csőnek. Az oszcillátor 43 000 Mc/s és 63 000 Mc/s között hangolható, miközben az anódfeszültséget 500 V és 2500 V között kell változtatni [62].

A másik, kidolgozás alatt álló típus lényegében megfelel a 10.1. alfejezetben ismertetett haladóhullámú magnetron erősítőnek. A mágneses tér ebben a csőben is merőleges az egyenfeszültségű villamos térre, és lényegileg körpályára kényszeríti az elektronnyalábot. Éppúgy, mint a magnetron-erősítőnél, itt is jó hatásfokot lehet nyerni, mert az elektronok, miközben az anódhoz közelednek, megtartják eredeti sebességüket, amely a csekélyebb gyorsítófeszültségből származik, az anód potenciálterében felvett többletenergiát pedig átadják a nagyfrekvenciás térnek. Egyébként a cső működésének lényege itt is az, hogy a nyaláb ellenkező irányban halad, mint a tápvonalban terjedő hullám energiája.

A tápvonal, amely az anóddal azonos, egymásbanyúló ujjakból áll, és majdnem zárt kört alkot. A kísérleti példányok 30% körüli hatásfokkal állítanak elő 200 W nagyfrekvenciás rezgést 30 és 15 cm között hangolható hullámhosszon [63].

A hátráló-hullámú cső elsősorban folytonos üzemű, könnyen hangolható, közepes teljesítményű oszcillátornak alkalmas, és valószínűleg mind a magnetronnak, mind a klisztronnak erős vetélytársa lesz.

TIZENKETTEDIK FEJEZET

MEGJEGYZÉSEK A MIKROHULLÁMÚ ERŐSÍTŐCSÖVEK TECHNOLÓGIÁJÁRÓL

Munkánk célkitűzése és terjedelme nem engedi meg, hogy részletesen foglalkozzunk szerkesztési és technológiai kérdésekkel. Az elektroncsövek szerkesztésével és gyártásával kapcsolatos általános tudnivalókat ma már magyar nyelven megjelent szakmunkákban is tanulmányozhatjuk [64], és itt ezért csupán röviden hívjuk fel a figyelmet azokra a különleges gyakorlati szempontokra, amelyek a mikrohullámú csövek különleges elvi felépítéséből következnek.

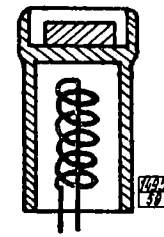
12.1. A katód

A mikrohullámú erősítőcsövek legnagyobb részének felépítési elve: hosszú elektronnyaláb és hengerszimmetrikus szerkezet. Ennek a felépítésnek gyakorlati szempontból káros következménye, hogy az ionbombázás sokkal nagyobb veszélyt jelent a katód számára, mint a szokásos csövekben. Nemcsak több pozitív ion keletkezik, de azok többékevésbé fókuszált nyalábban térnek vissza a katódra.

Kisteljesítményű és kisáramú csövekben hasonló szerkezetű oxidkatódot szoktak alkalmazni, mint az elektronsugárcsövekben. Az oxidréteg nikkelserleg homlokfelületén van, a serleg belsejében pedig wolframból készült lapos spirális alkotja a fűtőtestet. A katód készítése a normálcsövekhez hasonlóan, de nagyobb gonddal történik. A bevonat hármas vagy kettős karbonát (az egyik ajánlott összetétel 56% $BaCO_3$ és 44% $SrCO_3$), amelyet porcelángolyós vagy gumival bevont acélgolyós malomban finomra őrölnek, majd könnyen párolgó szerves kötőanyaggal (nitrocellulózzal) szuszpenziót készítenek belőle [65]. A bevonatot rendszerint szórópisztollyal viszik fel. A réteg vastagsága 5—20 mg/cm². A katód készítésénél természetesen a legnagyobb tisztaságra kell ügyelni. Összeszerelés előtt a katódot legjobb forró desztillált vízben mosni. A szivattyúzási műveletek, a karbonát elbontása és a keletkező oxidréteg aktiválása a vevőcsöveknél megszokott módon történik. A működési hőmérséklet 750—900 C° körül van, a katódot tartós üzemben 100 mA/cm² áramsűrűségig szokás használni.

Tekintettel a katód fokozott igénybevételére, állandó nagyobb teljesítmények esetében az oxidkatódok élettartama nem volt kielégítő. Ezért az elmúlt évtizedben a nagyobb mikrohullámú csövekben nem egyszer alkalmaztak fémkatódot, mégpedig tantált. A jó emisszióhoz szükséges magas hőmérsékletet (2000—2100 C°) nem célszerű villamosan

izzított fűtőtesttel fenntartani, mert annak hőmérséklete még további 200—300°-kal magasabb, tehát hamarosan tönkremegy. Ehelyett más módszerhez folyamodnak: az elektronbombázás útján történő fűtéshez. Az ehhez szükséges elektronokat külön kis oxidkatódból nyerik és néhány száz V feszültséggel gyorsítják. A bombázott katód gyakori hibája az, hogy a tárcsa hőmérséklete nem egyenletes. Ez a helytelenül megszerkesztett tartószerelvény következménye és könnyen járhat azzal, hogy a katód pereme telítésben működik. A tantálkatód 300 mA/cm² áramsűrűségig vehető igénybe.



59. ábra. L-katód

A jelenlegi legjobb megoldást nézetünk szerint az egyre jobban terjedő tartályos katód (*L*-katód) nyújtja, amely a fémes katód sebezhetetlenségét egyesíti az oxidkatód jó emissziójával. Ennek a katódnak lényege egy molibdénfémből készült csésze, amelyben bárium—stroncium karbonátból való tabletta van. A tablettát porózus wolframlemez takarja el. A tulajdonképpeni katódfelületet ez a lemez alkotja. A fűtőtest az oxidkatódhoz hasonló szerkezetű, de a katód üzemi hőmérséklete valamivel magasabb: a felhasználási célnak megfelelően 900—1300 C° között van. A szivattyúzás után itt is el kell bontani a karbonátokat, hogy bárium—stroncium oxid keletkezzék. Működés közben ebből az oxidból állandóan bizonyos mennyiségű bárium- és stronciumfém válik ki, amely a porózus wolframon keresztül diffundál és annak külső felületén kitűnő emissziójú hártyát alkot. A katód az állandó regenerálódás folytán érzéketlen az ionbombázással szemben és tartós üzemben 1 A/cm² áramsűrűséget képes biztosítani. Az anódfeszültség 10—15 000 V-ot is kitehet [66].

12.2. Elektronágyú

Egyszerűbb csőtípusoknál az elektronágyú a katódon kívül csupán egy, a katódot körülvevő gyűrűből és gyorsítórácsból áll. Az újabb csövekben az elektronágyú felépítése igen bonyolult; az elvi problémákat a VII. fejezetben vázoltuk. A legtöbb esetben a cső jó működése nagy áramsűrűséget tesz szükségessé: a hosszú élettartam biztosítására viszont a katódfelület egységére eső áramkivételt lehető alacsony szinten kívánjuk tartani. Az ágyu elektronoptikájának tehát konvergáló nyalábot kell előállítania, amely később alakul át — rendszerint mágneses tér felhasználásával — hengeralakú párhuzamos nyalábbá.

Ha az elektronágyú maga nincsen mágneses térben, az elektródák nikkelből készülnek. Tömeggyártásban a szükséges formát sajtolással adják meg. Kísérleti egyes darabokat esztergálással lehet pontos méret szerint készíteni, az alapanyag ilyenkor a jól megmunkálható vörösréz. A nikkel helyett nemmágneses anyag használata egyébként is fontos lehet, ha maga az elektronágyú is belemerül a mágneses térbe. Ilyen esetben antimágneses acélt is lehet használni. Előfordulhat azonban olyan elektronoptikai konstrukció is, amelynél a katódot árnyékolni akarják a mágnestértől, noha szerkezetileg a cső teljes egészében mágneses térben van. Ebben az esetben az anód elektródákat lágyvasból készítik.

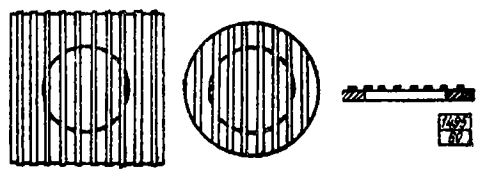
Igen nehéz feladat az egyes elektródák közötti szűk távolságok pontos betartása, mivel a katód hőszigetelésére is tekintettel kell lenni. Elterjedt

megoldás az, hogy a katódot kerámiatárcsára szerelik és a tárcsát pontos méretű közbehelyezett fémhengerrel választják el a szomszédos elektródáktól.

A haladóhullámú csőnél a szerelés legnagyobb problémája az, hogy az elektronágyúnak, a lassító tápvonalnak és a fókuszáló mágneses térnek szigorúan azonos tengelyűeknek kell lennie, mert különben nagy áramveszteségek lépnek fel. Régebbi csöveknél az elferdülések kiküszöbölésére a lassító spirálist a cső búrájához támasztották. Ez természetesen kétes értékű, ha az üvegbúra méretei nem tarthatók pontosan. Helyesebb megoldás a sajtolt vagy lapításos állványból kiindulni, amely az elektronágyút tartja. Erre az állványra lehet olyan hosszú kerámia- vagy kvarctartókat szerelni, amelyekre a cső többi eleme is ráépíthető.

12.3. Rácsok

A mikrohullámú erősítőcsövek legnagyobb részében alkalmazott rácsok a katódhoz képest pozitív feszültségen vannak és áramot vesznek fel. A rácsok konstrukciójában egyrészt arra kell törekedni, hogy az áramfelvétel ne idézzen elő túlságosan magas hőmérsékletet, másrészt



60. ábra. Kivágott rács

arra, hogy az elektronoknak lehetőleg csak kis hányada menjen veszendőbe. A két követelmény egymással ellentétes, mert az első vastag, robusztus, a másik vékony menetet kíván. A gyakorlati megoldás mindig kompromisszum.

Ha a rács várható hőmérséklete nem túlságosan magas, tehát a rácsemisszió nem veszélyes, lehetőleg vörösrezet használnak, tekintettel kitűnő hővezetőképességére. Igen magas hőmérséklet esetén molibdén vagy wolfram kerül előtérbe magas olvadáspontja miatt. Az emisszió csökkentésére ezeket a rácsokat aranyozzák vagy platinázzák.

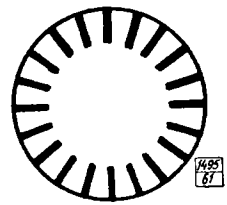
Mivel a rács felülete nem hengeres, hanem sík vagy kissé domborított, ezért a normális vevőcsöveknél használatos tekercselési eljárás itt nem alkalmazható. Helyette több más megoldás terjedt el, amelyek közül négyet sorolunk fel:

a) Gyakran használnak vékony vörösrézhuzalból szőtt rácsot, amelyet a szövőgéphez hasonló készülékkel állítanak elő. Szokásos az egyes keresztezéseket külön-külön meghegeszteni; ez azonban nem feltétlenül szükséges.

b) Párhuzamos menetekből álló wolframhálóval molibdénlemezt tekercselnek körül. A lemezben megfelelő méretű kerek lyukak vannak. Minden lyukat vékony réz- vagy aranyszalag vesz körül a lemez egyik oldalán. Tekercselés után a lemezt nitrogénkemencében izzítják. Az arany megolvad és tökéletesen forrasztja a huzalt. Végül minden lyuk körül

keskeny gyűrűt vágnak ki a lemezből. Ennek egyik oldalához vannak forrasztva a párhuzamos rácsmenetek. Ezen a módon egészen vékony, 6—8 μ átmérőjű huzal is használható.

c) Egy másik érdekes eljárás az élelmiszeriparra emlékeztet (felvágottak). Itt egy köteg vörösrézzel bevont vasdrótból indulnak ki, amelyet hosszú csőben összepréselnek és kemencébe helyeznek, ahol a réz megolvad. Megdermedés után tömör rudat kapnak, amelyet vékony szeletekre vágnak. Ha a vasat savval kioldják, a visszamaradt vörösréz rácsozat méhsejtszerű perforációt mutat. A módszer előnye az, hogy a rács vastagsága kívánság szerint beállítható.



61. ábra. Küllős rács

d) Nagy áramsűrűségű nyalóboknál a 61. ábrán látható küllőrendszer a legelőnyösebb. Itt azonban már nem mindenütt egyforma a rácsmenetek távolsága, ami természetesen magával hozza a nagyfrekvenciás tér deformálódását is. Ez a hiba azonban mindenesetre kisebb, mint ha a rács helyén egyszerű nyílás lenne az üreg falában.

12.4. Gyűjtőelektróda

A klasszikus elektroncsövek anódjának szerepét mikrohullámú csövekben részben a kollektor (gyűjtőelektróda) tölti be. Úgy kell kiképezni, hogy felvehesse az elektronnyaláb egyenáramú teljesítményéből származó hőt anélkül, hogy túlságosan magas hőmérséklete a cső működését károsan befolyásolná. Ezenkívül az is fontos szempont, hogy a gyűjtőelektródán keletkező szekunder elektronok ne kerüljenek vissza az elektronpályára. A gyűjtőnek ezért hosszúkás serlegalakot szoktak adni.

Kisebb csöveknél — 50 W egyenáramú teljesítményig — általában sugárzó hűtést alkalmaznak. Az elektróda anyaga vörösréz vagy nikkel. A sugárzás elősegítésére hűtőbordákat helyeznek el a külső felületen. Célszerű a gyűjtőelektródát úgy kiképezni, hogy a csőbúra egy részét alkossa. Ez természetesen fém—üveg összeforrasztási problémákat vet fel.

Nagyobb teljesítményű csövek kollektorát mesterséges ventillációval vagy vízöblítéssel hűtik. Vörösréz esetében ventillációnál maximálisan 100 W, vízöblítésnél kb. 1000 W a négyzetcentiméterenként felvehető teljesítmény. Felhasználható még az újabban kidolgozott, forralással történő hűtési módszer is, amelynek előnye, hogy nem kell a hűtőfolyadék körforgásáról gondoskodni, hanem csak egy irányban a hűtőfelületekhez vezetni.

12.5. Fém — üveg forrasztás

A tengelyszimmetrikus mikrohullámú csövek elterjedése együtt haladt a fém—üveg forrasztás technológiájának fejlődésével.

A kisebb teljesítményű típusoknál — különösen a külső üregekkel ellátott klistronoknál — egyszerű eljárás alakult ki üvegcsöveknek tengelyükre merőleges réztárcsákkal való összeforrasztására. Ehhez mindenekelőtt a rézfelületet kell oxidálni úgy, hogy élénk vörös oxid-

réteg keletkezzék. Beforrasztáskor a réztárcsát kell hevíteni, amíg a hővezetés folytán az üveghengernek a tárcsához préselt széle meg nem olvad. A kötést az üvegben oldódó oxid biztosítja, amely zománcot alkot.

Az üveg és a réz hőtágulása erősen különbözik egymástól, a fenti esetben mégis jól összeforraszthatók, mert a belőlük készült elemek főméretei merőlegesek egymásra. Egyéb esetben pl. üvegcső és serlegalakú gyűjtőelektróda összeforrasztásánál különleges fogást kell alkalmazni. Ilyenkor a vörösrézhenger falát az üvegezés helyén ékhez hasonló formában elvékonyítják. A keletkező ferde felülethez forrasztják az üveget. Ebben az esetben a felmelegedésnél és lehűtésnél fellépő erő kisebb, mint az adhézió (tapadás), tehát az üveg nem válik el a réztől.

Nagyteljesítményű csövek búrája keményüvegből készül, amelynek hőtágulása megfelelő vas-nikkel-kobalt ötvözettel (kovar, ferniko stb.) jól megközelíthető. Ez az anyag a keményüveggel mind mechanikai, mind termikus szempontból jól összeforraszthető, és így használható az üveg és bármilyen egyéb fém közötti kapcsolat biztosítására is.

12.6. Üregek és lassító vonalak

A klisztron üregeinél lényeges az, hogy minél csekélyebbek legyenek a fellépő nagyfrekvenciás veszteségek. Veszteséget jelent, ha a belső felületek vezetőképessége csökken, vagy ha a felületek nem tökéletesen simák. Igen fontos követelmény tehát a felületek tökéletes mechanikai megmunkálása. A másik fontos szempont az, hogy meg kell akadályozni a legcsekélyebb oxidréteg kelekezését is. Ez pedig a csőkészítéssel kapcsolatos egyes magas hőmérsékletű műveleteknél könnyen keletkezhetik. Ezért kell különösen ügyelni arra, hogy ezek a műveletek ne levegőben, hanem száraz nemesgáz-atmoszférában történjenek. Ez a fém—üveg összeforrasztásra is vonatkozik.

A kisebb csövek üregét vörösrézből szokás készíteni. Nagyteljesítményű csöveknél, vagy ha az üreg állandóan ismétlődő deformációnak van kitéve (hangolás), esetleg vasötvözeteket használnak fel. Az üreg belső falát vékony réz- vagy ezüstréteggel kell bevonni a jó vezetőképesség biztosítására. A réteg vastagságát a (2.1) egyenlet szerint a bőrhatás következtében a frekvencia határozta meg. A réteg felvitele elektrolitikus úton történik. Meg kell azonban jegyezni, hogy az ilyen réteg vezetőképessége sok esetben lényegesen kisebb a számítottnál. A vörösrézzel bevont üreg jósági tényezője a gyakorlatban körülbelül fele az ugyanilyen méretű tömör vörösrézből készült üreg jósági tényezőjének.

Haladóhullámú csöveknél a lassító tápvonal aránylag nagy mennyiségű fémalkatrész bevitelét jelenti a vákuumba. Természetes, hogy a megfelelő gáztalanításról gondoskodni kell. Ennek a szokásos módja az, hogy szivattyúzás közben felizzítják a fémalkatrészeket. Itt azonban rendszerint elektronbombázás nem alkalmazható, a nagyfrekvenciás indukcióval pedig óvatosan kell bánni, nehogy olyan alakváltozást idézzen elő, amely a nagyfrekvenciás tulajdonságokat befolyásolja. Sok esetben az segít, hogy a tápvonal alkotóelemeit az összeszerelés előtt megfelelően kiizzítják semleges atmoszférában.

Spirális alkalmazásánál különösen ügyelni kell arra, hogy az anyag ne lágyuljon a kiizzítás következtében, mert akkor összeszerelés után

deformációk léphetnek fel. Ezért a spirálist wolframból vagy molibdénből szokták készíteni. Néhány évvel ezelőtt egyes típusokban vasdrótot alkalmaztak, mert a vas mágneses tulajdonságai kellő méretezés esetében éppen azt a csillapítást szolgáltatták, amelyre a 6.3. alfejezet szerint szükség volt. Vörösréz a spirális anyagának nem alkalmas.

Ha a tápvonal nem spirális, hanem üreglánc, akkor az olyan konstrukció a legkedvezőbb, amelynél a cső burája nem üveg, hanem fém, és ebben vannak elhelyezve az üregek. Az ilyen cső technológiai szempontból igen közel áll az üreges magnetronhoz. Az üreglánc kiképzése megfelel a magnetron-anód kiképzésének. Egyébként az üreglánccal működő haladóhullámú csöveknek technológiája még nem alakult ki. Ilyen csövek ugyanis eddig általában sorozatban nem készültek. Az egyes elkészült laboratóriumi példányok ismertetéséből pedig lehetetlen technológiai elveket levonni, mert a kísérleteknél többnyire nem a legegyszerűbb technológiai megoldás, hanem a helyes villamos működés biztosítása volt az irányadó.

A mikrohullámú csövek csoportosítása

A működés elve	*Csőtípus*	*Legfontosabb felhasználás*	*Oldalszám*
Sebességmoduláció	1. Kétüreges klisztron	Erősítés és oszcilláció (főleg 1950 előtt)	
	2. Háromüreges klisztron	Erősítés és oszcilláció	
	3. Reflex-klisztron	Kisteljesítményű oszcilláció	
Lassító-vonalon és elektronnyalábban terjedő hullám kölcsönhatása keresztirányú mágnestér nélkül	4. Haladóhullámú cső (elektronnyaláb és nagyfrekvenciás hullám iránya azonos)	Erősítés	
	5. Hátrálóhullámú cső, (elektronnyaláb és nagyfrekvenciás energia ellenkező irányban halad)	Oszcilláció, esetleg erősítés	
Ugyanaz keresztirányú mágnestérrel	6. Haladóhullámú magnetronerősítő	Erősítés (csak kísérleti felhasználás)	
	7. Körpályás magnetron	Oszcilláció (főleg igen nagy teljesítmények, különösen impulzusban)	
	8. Hátráló-hullámú magnetron	Oszcilláció	
Két elektronnyalábban terjedő hullámok kölcsönhatása	9. Kétnyalábos (elektronhullámú) cső	Csak kísérleti felhasználás	
Plazmahullámhossz változtatása	10. Ugráltatott nyalábú cső (sebességváltoztatás)	—	
	11. Keresztmetszetváltoztatás alapján működő cső	—	

Megjegyzés: Fenti táblázat az újabb irodalomban ismertetett mikrohullámú csövek közül azokat tartalmazza, amelyeknek akár elvi, akár gyakorlati szempontból különösebb jelentőségük van.

IRODALOM

Ebben az irodalomjegyzékben csupán az alapvető jelentőségű, vagy a legújabban megjelent fontosabb közleményeket említjük meg, amelyekre tanulmányunk szövegében hivatkozás történt. Megjegyezzük, hogy különösen sok közlemény foglalkozik a haladóhullámú csővel, amelynek bevett rövidítése orosz nyelven ЛБВ, angol nyelven T. W. T., francia nyelven pedig TPO.

1. *Faragó—Pócza:* Elektronfizika, Budapest, Akadémiai Kiadó, 1954.
2. *Preisach—Zakariás:* Imput conductance. Wireless Eng., 17 (1940), 147.
3. *Bowen—Mumford:* A New Microwave Triode. Bell Syst. Techn. J. 29. (1950) 531.
4. *Szavdjev:* Zsurnal Tehnicseszkoj Fizike. 10 (1940), 1365.
4*a* *Slater:* Mikrohullámú elektronika. Budapest, Akadémiai Kiadó, 1954.
5. *Hamilton—Knipp—Kuper:* Klystrons and Microwave Triodes. New-York, 1948.
6. *Warnecke—Guenard:* Tubes a modulation de vitesse. Paris, 1951.
7. *Learned:* Power Amplifier Klystron. Electronics. 25. (1952, május) 156.
8. *Chodorow—Ginzton:* High-Power Klystrons, Proc. IRE. 41. (1953), 1584.
9. *Lopuhin:* Uszpehi fizicseszki nauk, 1948, 36. 4.
10. *Chu—Jackson:* Field Theory of T. W. Tubes. Proc. IRE, 36. (1948) 853.
11. *Rydbeck:* Theory of T. W. Tubes, Ericsson Technics No. 46. 1948.
12. *Pierce:* Travelling Wave Tubes, New-York, 1950 (orosz nyelven: Lampa sz begusecsej volnoj. Moszkva, 1951).
13. *Hahn:* Small Signal Theory of Velocity Modulated Electron Beams, Gen. El. Review, 1939. 497.
13*a* *Lopuhin:* Vozbuzsdennyije elektromagnetnyik kolebanyij i voln. Moszkva, 1953.
14. *Matthews:* T. W. Amplification by Means of Coupled Transmission Lines., Proc. IRE. 39. (1951.) 1044.
15. *Losakov—Olderogge:* Ragyiotyehnika, 1948. III. 11.
16. *Losakov:* Zsurnal tehnicseszkoj fizike, 19. (1949). 578.
17. *Roubine:* Ondes electromagnetiques guidés par circuits en hélice. Ann. Telecom. 1952. 206, 264, 310.
18. *Pierce—Tien:* Coupling Modes in Helixes. Proc. IRE, 42. (1954), 1389.
19. *Kleen:* Verzögerungsleitungen mit periodischer Struktur, FTZ. 1954. 547.
20. *Lopuhin—Vasziljev:* Zsurnal Tehnicseszkoj Fizike, 21 (1951), 532.

21. *Dewey—Parzen—Marchese:* Periodic Wave Guide T. W. Tube, Proc. IRE, 39. (1951), 153.
22. *Millman:* 6 mm. T. W. Tube, Proc. IRE, 39, (1951), 1035.
23. *Fletcher:* Broadband Interdigital Circuits. Proc. IRE, 40. (1952), 951.
24. *Dodds—Peter:* Filter Helix T. W. Tubes, RCA Review, 14. (1953), 502.
25. *Peter:* Low Noise T. W. Amplifier, RCA Review, 13. (1952), 344.
26. *Lund:* A Broadband Transition from Coaxial Line to Helix. RCA Review 11, (1950), 33.
27. *Schnitger—Weber:* Wanderfeldröhren mit 10 Watt Ausgangsleistung. FTZ, 1953. 66.
28. *Dodds—Peter—Kaisel:* New Developments in T. W. Tubes. Electronics 1953. február, 130.
28a. *Lacy:* Helix Conpled T. W. T. Electronics. 1954. nov. 132.
29. *Pierce:* Theory and Design of Electron Beams, New-York, 1949.
29a *Helm—Spangenberg—Field:* Cathode Design Procedure. Electr. Comm. 24. (1947), 101.
Sebestyén: Egy elektronoptikai problémáról. Magyar Hiradástechnika 1953. 153.
30. *Brillouin:* A Theorem of Larmor. Phys. Review, 67. (1945), 260.
31. *Brück:* Elektronenstrahl im Koaxialen Magnetfeld. Telefunken-Zeitung, 1953. 85.
32. *Siekanowicz:* T. W. Tubes for Relay Service. Proc. IRE, 42. (1954), 1091.
33. *Mandel—Quate—Yocum:* Focusing with Periodic Permanent Magnet Fields. Proc. IRE. 42. (1954), 800.
34. *Peter—Ruetz:* Influence of Secondary Electrons on Noise Factor. RCA Review. 14. (1953), 441.
35. *Rack:* Effect of Space Charge and Transit Time on the Shot Noise. Bell Syst. Tech. J. 17. (1938), 592.
36. *Kleen:* Mikrowellen-Elektronik I. Basel, 1953.
37. *Kompfner—Robinson:* Noise in T. W. Tubes. Proc. IRE. 39. (1951), 918.
38. *Pierce:* A Theorem Concerning Noise in Electron Streams. J. Appl. Phys. 25. (1954), 931.
39. *Cutler—Quate:* Space Charge and Transit Time Reduction of Noise in Beams. Phys. Rev. 80. (1950), 875.
40. *Robinson:* Microwave Shot Noise in Electron Beams. Journal B. I. R. E. 1954. 79.
41. *Watkins:* T. W. Tube Noise Figure. Proc. IRE. 40. (1952). 60.
42. *Nordsieck:* Large Signal Behaviour of T. W. Amplifiers. Proc. IRE. 40. (1952), 630.
43. *Bray:* T. W. Tube as Frequency Shifter. Proc. IEE. III. 1952. 15.
44. *Dawson—Hall,* etc.: Manchester-Kirk O Shotts Television Radio Relay System. Proc. IEE. I. 1954. 93.
45. *Nomura,* etc.: Japanese Television Relay. Electronics. 1954. VI. 152.
46. *Kompfner:* T. W. Valve. Wireless World. 1946. XI. 90.
47. *Rogers:* T. W. Tube as Output Amplifier. Proc. IEE. III. 1953. 151.
48. *Valkó:* Haladóhullámú csövek perspektívája. Magy. Tud. Akadémia, Híradástechnikai Konferenciája. 1954. V. 8.

48a *Lauer:* Der Wanderfeld-Röhren Verstärker. Radio Mentor. (1954), 603.
49. *Webber:* 1000 Watt T. W. Tube. Electronics (1950), VI. 100.
49a *Tien:* Bifilar Helix. Proc. IRE. 42. (1954), 1137.
Rice: Combined Slow Wave Circuit and Beam Focusing Structure. J. Appl. Phys. 25. (1954), 680.
50. *Warnecke—Döhler—Lerbs—Kleen:* Travelling Wave Magnetron Amplifier. Proc. IRE. 38. (1950), 486.
51. *Nergaard:* Growing Wave Tube. RCA. Rev. 9. (1948), 585.
52. *Lopuhin:* Uszpehi fizicseszki nauk. 1950. 952.
53. *Tien—Field:* Space Charge Waves in Accelerated Beams. Proc. IRE. 40. (1952), 688.
54. *Bloom—Peter:* Transmission Line Analog. RCA Review. 15. (1954), 95.
Bloom—Peter—Ruetz: Space Charge Wave Amplification. RCA Review. 15. (1954), 115.
55. *Mihran:* Duplex T. W. Klystron. Proc. IRE. 40. (1952), 308.
56. *Adler:* Miniature T. W. Tube. Electronics. 1951. X., 110.
57. *Ginzburg:* Dokladi Akad. Nauk. Sz. Sz. Sz. R. 1947., 253.
58. *Frank—Tamm:* Dokladi Akad. Nauk. Sz. Sz. Sz. R. 1937. 109.
59. *Pierce—Shephard:* Reflex Oscillators. Bell. Syst. Techn. Journal. 25. (1947), 460.
59a. *Groszkowsky:* Generirovanije v. cs. kolebanii. Moszkva 1953.
60. *Alekszejev—Majlarov:* Zsurnal Tehnicseszkoj Fizike. 10. (1940), 1297 és Proc. IRE. 32. (1944), 136.
61. *Guenard—Döhler—Epstein—Warnecke:* Comptes Rendus. Ac. Sci. Paris. 235. (1952), 236.
61a. *Müller:* T. W. Amplifiers Proc. IRE 42. (1954) 1651.
62. *Kompfner—Williams:* Backward Wave Tubes. Proc. IRE. 41. (1953), 602.
63. *Dench:* Carcinotron. Tele-Tech. 12. (1953) XI., 64.
64. *Carjev:* Elektroncsövek szerkesztése. Budapest, Nehézipari Kiadó, 1954.
65. *Beck:* Velocity Modulated Thermionic Tubes. Cambridge, 1948.
66. *Lemmens—Jensen—Lossjes:* Philips Techn. Rundschau. 12 (1950), 349.

TARTALOMJEGYZÉK

Előszó 3

Bevezetés 6

A könyvben használt jelölések 7

I. fejezet. **A tértöltéses vezérlés** 10

1.1. Áttekintés 10
1.2. A klasszikus elektroncsövek működése 13
1.3. Zavaró jelenségek nagyobb frekvencián 15
1.4. A repülési idő hatása 19

II. fejezet. **Sebességmodulációs csövek** 23

2.1. Mikrohullámú tápvonalak és rezonátorok 23
2.2. A sebességmodulációs csövek működési elve 30
2.3. Sebességmodulációs vezérlés 35
2.4. A sűrűségmoduláció keletkezése 37
2.5. Az erősítés folyamata 41
2.6. Elhanyagolt jelenségek 44

III. fejezet. **A kétüreges klisztron** 49

3.1. Frekvenciahatárok 49
3.2. Erősítés 51
3.3. Hatásfok 54
3.4. Modulációs lehetőségek 55
3.5. A klisztron zaja 56
3.6. Kiviteli példák 59

IV. fejezet. **A háromüreges klisztron** 62

4.1. Alapelv 62
4.2. Nagyerősítésű csövek 63
4.3. Nagyteljesítményű csövek 65
4.4. Kiviteli példák 65

V. fejezet. **A haladóhullámú cső működése** 69

5.1. Alapelv 69
5.2. Tértöltéshullámok 71
5.3. Az erősítés folyamata 76

VI. fejezet. **Lassító vonalak** 86

6.1. A spirál mint lassító vonal 86
6.2. Terhelt vonal 94
6.3. A vonal illesztése 99
6.4. Beépített veszteség 101

VII. fejezet. **Az elektronnyaláb** 104

7.1. A nyaláb tágulásának okai 104
7.2. A tágulás megakadályozása 108

VIII. fejezet. **A haladóhullámú cső zaja** 112

8.1. A zaj általános okai 112
8.2. A mikrohullámú zaj 114
8.3. Zajcsökkentő megoldások 118

IX. fejezet. **A haladóhullámú cső a gyakorlatban** 124

9.1. Frekvencia 124
9.2. Erősítés 124
9.3. Hatásfok 125
9.4. Modulációs és keverési lehetőségek 127
9.5. Alkalmazás 129
9.6. Néhány kivitelezett csőtípus 130
9.7. Új fejlődési törekvések 134

X. fejezet. **Hasonló elven működő erősítőcsövek** 136

10.1. A haladóhullámú magnetron-erősítő 136
10.2. Tápvonal nélküli csövek 138
10.3. Átmeneti típusok 140

XI. fejezet. **A mikrohullámú oszcillátorcsövek áttekintése** 144

11.1. Visszacsatolt oszcillátorok 144
11.2. A reflex-klisztron 146
11.3. Az üreges magnetron 149
11.4. A hátráló-hullámú cső (karcinotron) 152

XII. fejezet. **Megjegyzések a mikrohullámú erősítőcsövek technológiájáról** 156

12.1. A katód 156
12.2. Elektronágyú 157
12.3. Rácsok 158
12.4. Gyűjtőelektróda 159
12.5. Fém—üveg forrasztás 159
12.6. Üregek és lassító vonalak 160

Táblázat 162

Irodalom 163

16— Ft.